73

Physikalische zeitschrift

Eduard Riecke, Hermann Theodor Simon, Peter Josef William Debye, Max Born

St
Sch
K
J
E
Z
H
S2
B
D
Sp
S1
P

Physikalische Zeitschrift

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Herausgegeben von

Dr. E. RIECKE
o. ö. Professor an der Universität Göttingen.

und

Dr. H. TH. SIMON
a. o. Professor an der Universität Göttingen.

Redaktion: Privatdozent Dr. **E. BOSE** in Göttingen

FÜNFTER JAHRGANG.

1904.

Leipzig,
Verlag von S. Hirzel.
1904.

Autoren- und Sachregister.

Abkürzungen: (R.) = Referat, (B.) = Besprechung, (N.) = 76. Naturforscherversammlung.

B.

C.

D.

E.

F.

H.

I.

J.

K.

L.

M.

Q.

R.

S.

T.

U.

V.

W.

Z.

Namensverzeichnis der „Personalien".

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. | 1. Januar 1904. Redaktionsschluss für No. 2 am 6. Januar 1904. | 5. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Lichtstrahlung der Nernstschen Glühkörper bei veränderlicher Stromdichte.[1]

Von Leon W. Hartmann.

Bisher ist die Eigenart der Lichtstrahlung der Nernst-Lampe nur wenig im einzelnen untersucht worden. In vorliegender Arbeit wurden daher die Charakteristika der Lichtstärke des Glühkörpers einer Nernst-Lampe bei veränderlicher Stromdichte auf spektrophotometrischem Wege bestimmt.

Zu diesem Zwecke war es erforderlich, als Spektrophotometer ein Kirchhoffsches Spektrometer zu benutzen, dessen Kollimator mit zwei einseitigen Spalten versehen war. Dem einen Kollimatorspalt gegenüber war ein totalreflektierendes Prisma angebracht, so dass Licht von einer gegenüber der Fläche des reflektierenden Prismas angebrachten Lichtquelle längs einer senkrecht durch die Kollimatorachse gehenden Linie durch den Kollimatorspalt in die Kollimatorröhre reflektiert wurde. Die Intensität dieser Lichtquelle konnte daher in jedem beliebigen Teile des sichtbaren Spektrums mit einer zweiten in irgend einem Punkte der Kollimatorachse angebrachten Lichtquelle verglichen werden. Ein Rowlandsches Gitter, das auf einer mit Niveaueinstellung versehenen Metallunterplatte aufgestellt war, ersetzte das zum Instrument gehörende System von Glasprismen. Das Gitter war so angebracht, dass es in der Drehungsachse des Beobachtungsfernrohres lag. Auf diese Weise wurde ein normales Spektrum, erhöhte Intensität der weniger sichtbaren Teile des Spektrums und eine geradlinige Kalibrierungskurve erzielt.

Nachdem die Kollimatorspalten sorgfältig kalibriert worden waren, wurde das oben erwähnte Prisma vermittels eines starren Schwungarmes dem oberen Kollimatorspalt gegenüber angebracht. Der Kollimator wurde hierauf für paralleles Licht eingestellt und gut festgeklemmt, so dass seine Achse durch die vertikale Achse des Instruments hindurchging. Ein durch den Kollimator gehender Lichtstrahl fiel daher auf das Gitter und wurde in das Beobachtungsfernrohr reflektiert, dessen Okular mit Fadenkreuz und einstellbarem Spalt versehen war, so dass nur ein schmales Bereich des Spektrums zu einer und derselben Zeit beobachtet werden konnte. Das Fernrohr war vorher so eingestellt worden, dass es nur in einer Horizontalebene sich bewegen konnte. Dieses Spektrophotometer wurde in einem Dunkelraum aufgestellt und hierauf durch Vergleich mit den Spektrallinien, die man durch Verdampfung gewisser Metallsalze in einer gegenüber von den Kollimatorspalten angebrachten Bunsenflamme erzeugte, kalibriert. Infolge der mehrfachen kleineren Veränderungen, die ich später anbrachte, wurde eine ganze Anzahl erneuter Kalibrierungen notwendig. Ich fand, dass die einzige Veränderung der Kalibrierungskurve in einer gewissen Vertikalverschiebung der ganzen Kurve bestand, so dass die Kalibrierung, wie dies auch wirklich geschah, durch Vergleich mit einer Natriumflamme kontrolliert werden konnte.

Als Lichtquelle wurde unter konstantem Druck in einem Napheybrenner Nr. 4 brennendes Acetylen benutzt; derselbe war mit einem 7,94 mm im Durchmesser fassenden gegenüber angebrachten Diaphragma versehen. Der Gasdruck wurde, um jeden Fehler infolge von Gasdruckveränderungen zu verhindern, fortwährend beobachtet. Auf diese Weise wurde eine Lichtquelle von konstanter Intensität erzielt. Dieser Brenner wurde sodann ständig aufgestellt, so dass die Diaphragmenebene sich 10 cm vor der Fläche des reflektierenden

1) Ausführlich in The Physic. Review 17, 65, 1903.

Kollimatorprismas befand. In bestimmter Entfernung vor dem Kollimatorspalte wurde hierauf eine A. C. Nernst-Lampe zu 104 Volt fest angebracht, so dass der Glühkörper wagerecht stand und sich in der richtigen Höhe befand. In Serie mit der Lampe war ein Rheostat R und ein Westonscher Strommesser (A) angebracht, während an die Platin-Enddrähte des Glühkörpers die Enddrähte eines Westonschen Voltmeters gelötet waren. Das Verbindungsdiagramm ist in Fig. 1 wiedergegeben. Ein Wechselstrom von konstantem Potential wurde von einem Laboratoriums-Stromerzeuger erhalten. Oberhalb einer Stromstärke von 1,00 Ampère war es nötig, den vom städtischen Elektrizitätswerk gelieferten Strom zu benutzen, welcher sich als weniger konstant als der vom Laboratoriums-

Fig. 1. Diagramm des Apparates.

Stromerzeuger erhaltene Strom erwies.

Um den von der Absorption des totalreflektierenden Prismas des oberen Kollimatorspaltes herrührenden Fehler zu eliminieren, wurde ein zweiter Napheybrenner mit Diaphragma, der dem oben erwähnten ähnlich war, 50 cm entfernt dem Kollimatorspalte gegenüber angebracht, und das Licht des ersten Brenners, welchen wir Einheit Nr. 1 nennen wollen, wurde nach dem Durchgange durch das Prisma mit dem Lichte des zweiten Brenners verglichen, welchen wir Einheitsbrenner Nr. 2 nennen wollen. Die Ergebnisse dieses Vergleiches sind für den Fall, dass beide Brenner Acetylengas unter genau gleichem Drucke brannten, in Fig. 2 dargestellt. Man sieht, dass der Einfluss der selektiven Absorption des Prismas ganz auffällig ist. Um die schliesslichen Ergebnisse in bestimmten bekannten Einheiten auszudrücken, wurde das Licht des Brenners Nr. 1 spektrophotometrisch mit dem Lichte der Hefner-Alteneck-Lampe verglichen, die unter normalen Bedingungen brannte. Das heisst, die Hefner-Alteneck-Lampe wurde in 10 cm Entfernung vor den Kollimatorspalten aufgestellt, und das Licht der Einheit Nr. 1 in dem ganzen sichtbaren Spektrum mit dem

Acetyleneinheit Nr. 2, mit Acetyleneinheit Nr. 1 verglichen.

Fig. 2.

der Hefner-Lampe verglichen. Die Ergebnisse dieses Vergleiches sind in Fig. 3 graphisch dargestellt. Auf diese Weise kann das Licht von Einheit Nr. 2 mit dem Lichte der Hefner-Alteneck-Lampe verglichen werden. Die Resultate dieses Vergleiches sind in Fig. 4 wiedergegeben, welche mit früheren Resultaten in Übereinstimmung ist. Beim Erzielen der Endergebnisse für diese Kurven liess ich die Hefner-Alteneck-Lampe an verschiedenen Tagen unter vorgeschriebenen Bedingungen brennen und bestimmte unabhängige Reihen von Werten,

Acetyleneinheit Nr. 1, verglichen mit der Hefnerlampe als Einheit.

Fig. 3.

Vergleich von Einheit 2 mit Hefnerlampe. (Refl. Prisma eliminiert.)

Fig. 4.

nach denen Kurven gezeichnet wurden. Die Mittelwerte der Ordinaten dieser eng miteinander übereinstimmenden Kurven wurden als Werte der Ordinate der oben erwähnten endgültigen Kurven angenommen.

Beim Vergleiche des Lichtes der Acetylenflamme mit dem des Nernstschen Glühkörpers musste natürlich zunächst als die eine Lichtquelle Einheit Nr. 1 benutzt werden, bei der die Absorption der Prismen eine Rolle spielt. Vermittels der in Fig. 2 dargestellten Kurven lässt sich das Licht von Einheit Nr. 2 mit dem des Nernstschen Glühkörpers vergleichen und auf diese Weise die Absorption des Prismas eliminieren. Aus diesem Grunde werden daher die Kurven in Fig. 6, die durch direkte Vergleichung des Lichtes des Nernstschen Glühkörpers mit dem Lichte der Einheitslampe Nr. 1 erhalten wurden, von den in Fig. 7 gegebenen differieren. Dass ein derartiger Unterschied besteht, sieht man, wenn man beide Platten betrachtet. Die ersten Beobachtungen bei dieser Untersuchung wurden an einem anderen Glühkörper angestellt als der, mit dessen Hilfe man die in vorliegender Arbeit wiedergegebenen Daten erzielte. Es war ursprünglich beabsichtigt, beim Aufzeichnen dieser Kurven die Potentialdifferenz für eine gegebene Beobachtungsreihe konstant zu erhalten. Dies zeigte sich jedoch als unzweckmässig. Die in Fig. 5 dargestellte Kurve stellt ein Beispiel hierfür dar. Die Beobachtungen begannen mit langen

Vergleich der Nernstlampe mit Einheit Nr. 1, bei konstanter Potentialdifferenz.

Fig. 5.

Wellen und dehnten sich bis zu den kurzen Wellen aus. Die Potentialdifferenz wurde konstant erhalten, ohne dass der Stromstärke irgend welche Aufmerksamkeit geschenkt worden wäre. Die auf diese Weise erzielte Kurve war eine glatte Kurve, die jedoch von den später mit konstantem Strom erzielten stark differierte. Wenn diese Beobachtungen mit einem Durchgang durch das Spektrum in umgekehrter Richtung wiederholt wurden, so ergab sich eine Kurve von ganz anderer Form. Dieses Verfahren zeigte sich daher unzweckmässig und wurde aufgegeben. Es ist wahrscheinlich, dass die Stromstärke allmählich mit der Zeit an Grösse abnahm, ohne dass die Potentialdifferenz eine anscheinende Veränderung erfahren hätte, und dass man zufällig gerade die erwähnte Kurve erhielt. Die Beobachtungen wurden daher mit einem während einer Beobachtungsreihe konstant erhaltenem Strome ausgeführt und die Ergebnisse sind in Fig. 6 graphisch dargestellt.

Beim Erzielen der Daten für diese Kurven wurden die ersten Beobachtungen bei der indizierten Normalstromkapazität der Lampe, nämlich bei 0,80 Amp., ausgeführt. Hierauf wurden Beobachtungen vorgenommen mit bis auf 0,20 Amp. abnehmenden Strömen, worauf zunehmende Stromstärken von 0,80 Amp. bis zum Maximalwert von 1,50 Amp. benutzt wurden, bei welchem Werte der an dem Glühkörper befestigte Platindraht schmolz, bevor die Beobachtungen erfolgt waren. Diese letztere Kurve verdient daher wenig Beachtung; sie ist auf den Tafeln nur einmal gegeben, nämlich

in Fig. 6, und hierauf nicht mehr in Betracht gezogen worden. Die aus den so erzielten Daten erhaltenen Kurven sind mit Buchstaben bezeichnet, *a*, *c*, *b* etc., in der Reihenfolge, in

Vergleich der Nernstlampe bei verschiedenen Stromdichten mit Einheit Nr. 1.

Fig. 6.

der die Beobachtung erfolgte. Bei 1,20 Amp. brannte der Eisendrahtballast der Lampe durch, worauf die Zuleitungen zur Lampe direkt mit den Enddrähten des Glühkörpers verbunden wurden und weitere Beobachtungen mit zunehmender Stromstärke für jede Beobachtungsreihe vorgenommen wurden, bis der Maximalwert des Stromes erreicht wurde.

Es mag hier bemerkt werden, dass die bei spektrophotometrischem Arbeiten notwendige Korrektion mit Bezug auf die Spaltbreite hier

Vergleich der Nernstlampe bei verschiedenen Stromdichten mit Einheit Nr. 2 bei Anbringung der Korrektionen in Bezug auf Absorptionen. Spaltbreite. Beide Lichtquellen als 50 cm vom Kollimatorspalt entfernt angenommen.

Fig. 7.

nicht angewandt wurde, weil bei der Methode, nach der die Daten und Kurven behandelt wurden, dieser Fehler korrigiert oder wenigstens auf ein Mindestmass reduziert wurde.

In den Kurven von Fig. 7, wo das Licht der Acetylenflamme graphisch mit dem Lichte des Nernst-Lampen-Glühkörpers verglichen wird, ist die Absorption des Prismas eliminiert worden. In Fig. 8 wird das Licht des letzteren graphisch mit dem der Hefner-Alteneck-Lampe verglichen. Ein Blick auf diese Kurven zeigt, dass bis zu einer Stromstärke von 1,00 Ampère die Intensitätszunahme des Lichtes des Glühkörpers im Vergleich mit Acetylen bei langen Wellen schneller und bei kurzen langsamer erfolgt. Oberhalb dieses Wertes der Stromstärke ist der Intensitätszuwachs im Bereich der kurzen Wellen schneller und besteht eine anscheinende Intensitätsabnahme im Bereiche der langen Wellen jenseits von 0,600. Die Kurven in Fig. 9 zeigen graphisch die Beziehung zwischen den Farbeigenschaften des Lichtes der Hefner-Alteneck-Lampe und denen des Lichtes des Nernstschen Glühkörpers. Auf dieser Tafel ist auch noch zu beobachten, dass oberhalb einer Stromstärke von 0,90 bis 1,00 Amp. im Bereiche der kurzen Wellen ein relativer Intensitätszuwachs und im Bereiche der langen Wellen eine entsprechende relative Abnahme stattfindet. Bei kleineren Werten der Stromstärke ist es umgekehrt. Die punktierten Kurven in den Figuren 6—8 zeigen dieselben Stromstärkenwerte wie einige von den ausgezogenen Kurven unter ihnen auf der Tafel. Nur eine Ausnahme findet statt, und in diesem Falle ist der Unterschied so klein, dass er Beobachtungsfehlern zugeschrieben werden kann, während jedoch in den anderen Fällen diese Erklärung nicht ausreicht. Diese punktierten Kurven wurden jedoch, wie man bemerken möge, an einem späteren Datum erhalten als alle entsprechenden ausgezogenen Kurven. Wenn auch der Strom konstant erhalten wurde, so deutet dies doch auf eine anscheinende Zunahme der Intensität des von dem Glühkörper bei zunehmendem Alter aus-

Vergl. der Nernstlampe mit der Hefnerlampe.

Fig. 8.

Farbe des (A) Acetylens in Sauerstoff, (B) von Acetylen-Wasserstoff in Sauerstoff, (C) Acetylen in Luft, (D) Kerosenbusch, (E) gewöhnl. Gasflamme, (F) frisches Kalklicht, (G) Licht von altem Kalk, (H) Bogenlicht, (M) Magnesiumlicht und (N) Nernstlampe. Einheit Acetylenflamme.

Fig. 9.

gesandten Lichtes. Dies ist zu erwarten, wenn der Glühkörper allmählich bei fortgesetzter Benutzung aufgebraucht wird und daher einen kleineren Querschnitt erhält, da dann ein gegebener Strom den Glühkörper um so heisser machen würde, je kleiner der Querschnitt des Glühkörpers wird. In Fig. 9 sind die Kurven verschiedener Lichtquellen, verglichen mit der Acetylenflamme als Einheit, graphisch dargestellt. Die unter normalen Bedingungen für die Nernst-Lampe sich ergebende Kurve ist gleichfalls auf die Tafel aufgetragen. Die relative Intensität der Acetylenflamme ist willkürlich als Einheit angenommen, während in den anderen Lichtquellen, die mit der Acetylenflamme verglichen wurden, dieser Teil der

Helligkeitskurven der Acetylenflamme, Nernstlampe und Hefnerlampe. Helligkeit der Acetylenflamme nach Allen.

Fig. 10.

Kurve im Bereiche der D-Linie gleichfalls willkürlich als Einheit angenommen worden ist. Aus der Tafel ergiebt sich daher, dass die der indizierten normalen Stromstärke von 0,80 Amp. entsprechende Kurve des Nernst-Lampen-Glühkörpers sehr angenähert derjenigen gleich ist, die man mit der Strahlung gealterten Kalkes erhält.

Wenn die Helligkeitskurve für die Acetylenflamme im richtigen Massstabe eingetragen und die Helligkeitskurven der Hefner-Alteneck-Lampe und Nernst-Lampe zum Vergleiche auf dieselbe Tafel aufgetragen werden, so erhält man die in Fig. 10 dargestellten Kurven. Auf dieser Tafel sind jedoch die Ordinaten der Nernst-Lampenkurve auf den dritten Teil ihres wirklichen Wertes reduziert und die Ordinaten der Hefner-Alteneck-Lampe 10fach vergrössert. Die Helligkeit des Nernst-Lampen-Glühkörpers ist daher ganz bedeutend grösser als die Intensität der als Einheit benutzten Acetylenflamme.

Wir können das Obige folgendermassen zusammenfassen:

Die leuchtende Strahlung des Nernst-Lampen-Glühkörpers ist bei der indizierten Normalstromstärke verhältnismässig reich an den längeren Wellen des Spektrums; die Lichtintensität nimmt mit dem Alter zu; ihre leuchtende Strahlung ist verhältnismässig weniger reich in den kurzen und reicher in den langen Wellen, als die der Acetylenflamme, während bei zunehmender Stromstärke die Strahlung schnell der des brennenden Acetylens ähnlich wird; bei Stromstärken unterhalb der indizierten Normalstromstärke ist der Intensitätszuwachs mit zunehmender Stromstärke in langen Wellen sehr ausgeprägt und oberhalb dieses indizierten Normalwertes der Stromstärke ist die Intensitätszunahme in den kurzen Wellen am schnellsten; bei Stromstärken unterhalb des indizierten Normalwertes ist die Nernst-Lampe im Verhältnisse ärmer an kurzen Wellen als die Flamme der Hefner-Alteneck-Lampe, während das Umgekehrte oberhalb dieses Stromstärkenwertes der Fall ist. Bei dem indizierten Normalwerte, oder ein wenig oberhalb desselben, ist die Farbe der Nernst-Lampenstrahlung derjenigen der Hefner-Alteneck-Lampe durchaus ähnlich. Die Lichtstrahlung der Nernst-Lampe ist nicht wesentlich von der Strahlung glühenden alten Kalkes verschieden.

Randall Morgansches Physikalisches Laboratorium, Universität Pennsylvania, Philadelphia, Pa.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 7. November 1903.)

Über die einem Vakuum durch erhitzte Leiter erteilte Leitfähigkeit.

Von O. W. Richardson.

Vorliegende Mitteilung ist im wesentlichen ein Referat einer bereits in den Philosophical Transactions of the Royal Society of London (Reihe A, Bd. 201, S. 497—549) veröffentlichten Arbeit. In experimenteller Hinsicht besteht die Untersuchung in der Prüfung der Leitfähigkeit des heisse Platin-, Kohle- und Natriumflächen umgebenden Raumes bei niedrigem Druck. Ausserdem ist der erste Teil der Arbeit der Ableitung einer die Versuchsresultate erklärenden Theorie gewidmet.

Die durch erhitzte Metalle erzeugte Leitfähigkeit ist zum Gegenstand einer grossen Anzahl von Untersuchungen verschiedener Autoren

gemacht worden.[1]) Die Erscheinungen sind jedoch sehr verwickelt; Betrag und Vorzeichen der Ionisierung variieren nämlich ganz erheblich mit der Natur, Temperatur und Vorgeschichte des Metalls, mit der Natur und dem Druck des umgebenden Gases und mit kleinen Veränderungen des Zustandes der Metallfläche. Verschiedene Beobachtungen führten den Verfasser zu der Ansicht, dass die negative Zerstreuung an erhitzten Metallen bei hoher Temperatur und niedrigem Druck die Erscheinung in ihrer einfachsten Form darstellt. Darunter befanden sich die Beobachtungen von Prof. McClelland[2]), dass der negative Strom von der Natur des Gases in hohem Grade und von dem Druck innerhalb von 0,04 und 0,004 durchaus unabhängig ist, ferner Prof. J. J. Thomsons[3]) Beobachtung, dass die negative Zerstreuung an heisser Kohle von Elektronen oder Korpuskeln getragen wird.

Die angewandte Versuchsmethode bestand darin, dass die Gesamtzahl der von einer auf verschiedenen Temperaturen erhaltenen Metallfläche ausgesandten negativen Ionen gemessen wurde. Mit anderen Worten, man mass die Beziehung zwischen dem Sättigungsstrom, der von dem heissen Metall bei negativer Ladung ausging, und dessen Temperatur. Ich fand es auch notwendig, die Beziehung zwischen Strom und elektromotorischer Kraft für die bei verschiedenen Drucken von dem betreffenden Metall hervorgerufene Leitfähigkeit zu untersuchen.

Die allgemeinen Ergebnisse der Versuche lassen sich dahin zusammenfassen, dass bei ziemlich niedrigem Druck der Strom ganz entschieden die Sättigungserscheinung zeigt. Bei niedrigeren Drucken als die, bei der man einen erheblichen Einfluss der Ionisation durch Ionenstoss erwarten kann, ist der Sättigungsstrom unabhängig vom Gasdruck (wenigstens in Luft). Schliesslich zeigt der Versuch, dass der Sättigungsstrom für alle Metalle sehr schnell mit der Temperatur des Metalles zunimmt, während sein Wert bei irgend einer bestimmten Temperatur mit der Natur des benutzten Metalles sehr bedeutend variiert.

Neuerliche Versuche des Verfassers[4]) haben das Ergebnis gebracht, dass die von erhitzten Metallen bei niedrigem Druck erzeugte positive Ionisierung sich ganz anders verhält. Dieselbe ist keineswegs eine bestimmte Funktion der Temperatur des Metalles, sondern nimmt bei fortgesetztem Erhitzen auf Null ab. Ein Platindraht, dem man auf diese Weise durch fortgesetztes Erhitzen seine ursprünglich vorhandene Fähigkeit nimmt, beim Erhitzen auf eine gegebene Temperatur positive Elektrizität zu entladen, kann diese Fähigkeit durch verschiedene Mittel wiedererlangen, z. B. dadurch, dass man ihn einige Zeit lang in die Nähe der Kathode in eine leuchtende Vakuumröhren-Entladung einbringt. Es ist daher augenscheinlich, dass die positive Zerstreuung eines erhitzten Metalles bei niedrigem Druck weniger eine innerliche Eigenschaft desselben, als vielmehr eine solche ist, welche vom Vorhandensein kleiner Mengen irgend einer Fremdsubstanz abhängt oder die vielleicht von einer vorübergehenden Eigenart des Zustandes der Fläche herrührt.

1) Siehe J. J. Thomson, Conduction of Electricity through Gases. Cambridge 1903. Chapt. VIII.
2) Proc. Camb. Phil. Soc., **10**, 241, und **11**, 296.
3) Phil. Mag., **48**, 547.
4) Phil. Mag., Juli 1903.

Die im obigen beschriebenen Merkmale der negativen Zerstreuung an erhitzten Metallen stehen in Übereinstimmung mit der zuerst von Prof. J. J. Thomson[1]) ausgesprochenen und vom Verfasser[2]) weiter entwickelten Ansicht, dass die negative Ionisierung von den negativen Elektronen oder Korpuskeln herrührt, welche infolge der hohen Temperatur aus dem Metall herausschiessen. Da es einfacher erscheint, die experimentellen Resultate im Lichte der Theorie zu beschreiben, so möchten wir uns gestatten, zunächst die Theorie abzuleiten und eine Erörterung derjenigen Punkte, in denen die Versuchsresultate mit den von der Theorie angegebenen differieren, auf später vorbehalten.

Anwendung der Elektronen-Theorie der Metallleitung.

Prof. Drude[3]) und Prof. J. J. Thomson[4]) haben gezeigt, dass sich die meisten elektrischen und verwandten Eigenschaften von Metallen auf Grund der Annahme erklären lassen, dass dieselben grosse Mengen von kräftig sich bewegenden geladenen Ionen enthalten, welche Träger des Stromes sind. Wir wollen uns an Thomson halten und annehmen, dass die einzigen frei beweglichen Ionen negativ geladene Elektronen oder Korpuskeln sind, deren Masse ungefähr 10^{-27} Gramm und deren Ladung 3×10^{-10} elektrostatische Einheiten beträgt, während die entsprechenden positiven Ionen von atomistischen Dimensionen sind, und den nichtionisierten Atomen insofern ähneln, als sie nur geringe Oszillationen um feste Mittelpunkte ausführen können. Die Korpuskeln innerhalb des Metalles besitzen dann, wie sich zeigen lässt, Eigenschaften, ganz ähnlich, wie die eines gewöhnlichen Gases; sie haben einen wohldefinierten Druck, eine freie mittlere Weglänge u. s. w. Neuerliche Versuche von Prof. Patterson[5])

1) Rapports présentés au Congrès International de Physique; Paris, **3**, 138, 1900. Vergl. Referat in dieser Zeitschr. **2**, 568, 1901.
2) Proc. Camb. Phil. Soc., **11**, 286.
3) Ann. d. Phys. **1**, 572, 1900.
4) Rapports présentés etc., l. c.
5) Phil. Mag. (6), **3**, 655.

haben gezeigt, dass die mittlere freie Weglänge der Korpuskeln bei den meisten Metallen von derselben Grössenordnung ist, wie in Gasen bei einem Druck von ungefähr 10 Atm., so dass die Ähnlichkeit zwischen den beiden Fällen wirklich eine sehr enge ist.

Wenn man die gewöhnliche Analyse der kinetischen Theorie auf ein solches System anwendet, so findet man, dass jedes Korpuskel eine Geschwindigkeit besitzt, deren Komponenten durch das Maxwell-Boltzmannsche Verteilungsgesetz gegeben sind. Es ist daher augenscheinlich, dass alle Korpuskeln vom Metall entweichen würden, wenn nicht an der Oberfläche eine Kraft vorhanden wäre, welche danach strebt, sie im Innern zu erhalten; wir wollen annehmen, dass jedes Korpuskel einen bestimmten Betrag an Arbeit auszuführen hat, um die Grenze zu überschreiten. Die hier vorgeschlagene Theorie besteht darin, dass bei zunehmender Temperatur die mittlere kinetische Energie der Korpuskeln zunimmt, und dass sie auf diese Weise die Fähigkeit erhalten, durch die Oberfläche hindurchzugehen und so die negative Ionisierung an erhitzten Metallen zu erzeugen.

Wir wollen eine unendliche ebene Fläche eines heissen Metalles betrachten, welche zu der X-Achse senkrecht steht. Nach der Maxwell-Boltzmannschen Gleichung ist die Anzahl der Korpuskeln, deren Geschwindigkeits-Komponenten zwischen u und $u + du$, $v + dv$ und $w + dw$ liegen,

$$n\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du \cdot dv \cdot dw$$

wo n die gesamte Anzahl der freien Korpuskeln pro Kubikcentimeter Metall bedeutet, während m die Masse eines Korpuskels und $\frac{3}{4} k$ die durchschnittliche kinetische Energie darstellt.

Bei diesen Komponenten ist daher die Anzahl, welche die Flächeneinheit senkrecht zu u (und x) trifft, pro Sekunde

$$n\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} u\, e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du\, dv\, dw$$

und die Gesamtzahl der pro Sekunde auf die Oberflächeneinheit auftreffenden Korpuskeln

$$\int_{0}^{-0}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} n\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} u e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du\, dv\, dw.$$

Wenn wir, wie oben, eine schnelle Veränderung Φ der Potentialfunktion der Oberfläche annehmen, so ist offenbar der Symmetrie wegen

$$\frac{d\Phi}{dy} = \frac{d\Phi}{dz} = 0,$$

und auch

$$m\dot{u} = \frac{d\Phi}{dx},$$

woraus sich ergiebt

$$u_0 = \sqrt{u^2 - \frac{2\Phi}{m}},$$

wo u_0 die senkrechte Geschwindigkeitskomponente des Korpuskels ist, nachdem dieses aus dem Metall entwichen ist.

Hiernach ist es augenscheinlich, dass nicht alle die Metalloberfläche treffenden Korpuskeln aus derselben entweichen, sondern nur diejenigen, deren senkrechte Geschwindigkeitskomponente

$$> \sqrt{\frac{2}{m}\Phi}$$

ist. Die pro Sekunde aus der Oberflächeneinheit entweichende Gesamtmenge ist daher gegeben durch

$$N = \int_{\sqrt{\frac{2}{n}\Phi}}^{\infty}\int_{\infty}^{\infty}\int_{\infty}^{\infty} n\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} u\, e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du \cdot dv \cdot dw$$

$$= n\left(\frac{k\Theta}{2m\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\Phi}{R\Theta}},$$

wo k mit der absoluten Temperatur durch die Beziehung $k = (2R\Theta)^{-1}$ verknüpft und die Gaskonstante für ein einzelnes Korpuskel ist.

Den Wert des Sättigungsstromes erhält man in einfacher Weise, wenn man obigen Ausdruck mit der Ladung eines Ions und dem Inhalt der Metallfläche multipliziert. Wir können auch die von dem Metall infolge der Emission von Korpuskeln verlorene Energie in der Weise berechnen, dass wir die unter dem Integralzeichen stehende Grösse mit $\frac{1}{2} m (u^2 + v^2 + w^2)$ multiplizieren, d. h. mit der Translationsenergie eines Korpuskels, dessen Geschwindigkeitskomponenten zwischen u und $u + du$ etc. einbegriffen sind, und wie vorher integrieren.

In Anbetracht seiner Wichtigkeit für die Sonnenphysik hat Verfasser auch das Gleichgewicht von Korpuskeln in der Nähe einer ebenen heissen Metallfläche von unendlicher Ausdehnung betrachtet. Das Volumen (v) der Masseneinheit der Korpuskeln genügt, wie man feststellt, der Gleichung

$$\frac{d^2v}{dx^2} - \frac{1}{v}\left(\frac{dv}{dx}\right)^2 + \frac{4\pi E^2}{R\Theta} = 0,$$

wo x die Entfernung von der Ebene und E die von der Masseneinheit der Korpuskeln getragene Gesamtladung darstellt. Diese Gleichung wird gelöst und das Potential als Funktion von x und der Temperatur des Metalles dargestellt.

Die Versuchsresultate lassen sich vorläufig nicht ohne weiteres als Bestätigung obiger Anschauungen von dem Ursprung der negativen Ionisierung ansehen. Sie zeigen jedoch, dass der Sättigungsstrom sich in einem grossen Temperaturintervall durch eine Formel von der Form $A\Theta^{\frac{1}{2}}\varepsilon^{-b/\Theta}$ ausdrücken lässt, wo A und b Konstanten für alle Metalle sind, welche jedoch je

nach der Art, wie dieselben behandelt worden sind, ganz bedeutend variieren. Die Übereinstimmung mit dieser Formel lässt sich nicht als Beweis dieser besonderen Theorie ansehen, da man einen Ausdruck von derselben Form leicht erhalten kann, ohne in betreff der Korpuskeln innerhalb des Metalles irgend welche speziellen Annahmen zu machen. Wenn man z. B. der Analogie zwischen Verdampfung und Emission von Korpuskeln in einem Carnotschen Kreisprozess nachgeht, so kann man leicht zeigen, dass der äussere Korpuskeldruck sich in der Form von $p = C\Theta^{1/2}\varepsilon^{-w/R\Theta}$ darstellen lässt, wo w die latente Verdampfungswärme der Korpuskeln in mechanischen Einheiten und C eine Integrationskonstante bedeutet. Nun ist im stationären Zustande der Korpuskeldruck proportional zu der Anzahl der pro Sekunde von der Oberfläche fortgetriebenen Korpuskeln, so dass wir den Sättigungsstrom wiederum in der Form $S = A\Theta^{1/2}\varepsilon^{-w/R\Theta}$ erhalten. Diese Ableitungsmethode stellt natürlich keine Beziehung zwischen der Ionisierung und der Anzahl der im Inneren des Metalles enthaltenen Korpuskeln dar; da jedoch gerade hier alle augenfälligen Abweichungen zwischen Theorie und Versuch zuerst in die Erscheinung treten, so wäre es vielleicht logischer gewesen, die Formel auf diesem Wege abzuleiten. Wir wollen nunmehr daran gehen, die Versuche zu betrachten und dabei von den Einzelheiten absehen.

Anordnung der Versuche.

Bei Platin bestand das heisse Metall aus einer feinen Drahtspirale, welche an der Achse einer cylindrischen Elektrode entlang ging. Beide wurden in eine Glasröhre eingekittet, welche auf einen beliebigen Druck evakuiert werden konnte. Der Draht wurde durch einen elektrischen Strom erhitzt, und seine Temperatur aus seinem Widerstande bestimmt. Er konnte auf irgend einem beliebigen Potential bis zu 400 Volt erhalten werden, und der dann nach der umgebenden Elektrode gehende Strom, die durch einen geeigneten Galvanometer hindurch geerdet war, gemessen werden.

Vor Beginn der Beobachtungen wurde der Draht lange Zeit hindurch erhitzt, um ihn von okkludierten Gasen zu befreien, die abgepumpt wurden. Ich fand es jedoch ratsam, dieses Verfahren nicht zu weit zu treiben, da die Drähte bei zu lange dauerndem Erhitzen leicht brachen. Wenn der Draht beträchtliche Zeit hindurch auf konstanter hoher Temperatur erhalten wurde, so fand man, dass der Wert des Elektrizitätsverlustes zwischen recht weiten Grenzen unregelmässig variierte. Dies schien von dem von den Wänden abgegebenen Gase herzurühren, denn wenn der Draht sich abkühlen konnte und hierauf wieder auf dieselbe Temperatur gebracht wurde, so schienen die zuerst erzielten Ablesungen weit weniger veränderlich zu sein.

Bei Kohle wurde eine ähnliche Anordnung benutzt und der Elektrizitätsverlust zwischen einem kleinen Lampen-Glühkörper und einem umgebenden Cylinder gemessen. Die Temperatur wurde in zweifacher Weise bestimmt, nämlich erstens einmal in der Weise, dass man ein Platin-Platiniridium-Thermoelement aus sehr feinem Draht um den Glühkörper herumwickelte und zweitens, aus dem Widerstande des Glühkörpers. Bei Kohle waren die Ablesungen ganz bedeutend konstanter als bei Platin und wurde weit weniger Gas abgegeben.

Bei Natrium musste eine andere Methode angewandt werden. Das Metall wurde auf die Innenfläche eines Stahlcylinders verteilt, und der von ihm ausgehende Strom nach einem innerhalb des Cylinders angebrachten isolierten Draht gemessen. Der Cylinder wurde vermittels eines Gasofens erhitzt und die Temperatur mit einem Thermoelement aus Kupfer und Nickel bestimmt. Jedenfalls infolge der besonderen Gestalt der Elektroden und des etwas hohen Gasdruckes war der Strom bei Natrium niemals gesättigt. Aus diesem Grunde wurde an Stelle des Sättigungsstromes der Strom bei einer gewissen Potentialdifferenz gemessen.

Versuchsresultate.

Zuerst wurde die Beziehung zwischen dem Strom und der angewandten elektromotorischen Kraft untersucht, wenn das Metall auf konstanter Temperatur erhalten wurde. Strom- und E. M. K.-Kurven sind für alle drei Substanzen gegeben und zwar bei Kohle für ein beträchtliches Druckbereich. Bei Kohle und Platin wurde mit dem Strom Sättigung erzielt bei einem Potential, welches vom Gasdruck abhing. Bei Kohle waren bei einem Druck von 0,001 mm 15 Volt zur Erzielung der Sättigung ausreichend. Um die Resultate bei höheren Drucken zu verstehen, muss man annehmen, dass die Ionen durch Ionenstoss erzeugt werden.

Die Veränderung des Stromes mit der Temperatur ist in folgendem Bereich untersucht worden:

Bei Platin von 10^{-10} bis 10^{-3} Ampères pro qcm Oberfläche,
bei Kohle von 10^{-8} bis 2 Ampères pro qcm Oberfläche,
bei Natrium von 10^{-11} bis 2×10^{-2} Ampères Gesamtstrom.

Die entsprechenden Temperaturbereiche für Platin und Natrium gehen in roher Annäherung bez. von 1000^0 bis 1600^0 und von 100^0 bis 450^0. Die schwachen Ströme an Natrium

wurden mit einem Quadrantelektrometer gemessen, im allgemeinen wurde jedoch ein empfindliches Dr. Arsonvalsches Galvanometer mit geeigneten Nebenschlüssen benutzt.

Eines der auffälligsten Ergebnisse der Untersuchung besteht in den verhältnismässig ausserordentlich starken Strömen, die sich erzielen liessen. Die bedeutendste Zerstreuung, die gemessen wurde, betrug 0,4 Amp., und zwar ging dieselbe von einem Kohlenfaden nach einer in der Nähe angebrachten Elektrode; dieselbe entsprach einem Strome von 2 Amp. pro qcm Kohlenoberfläche, wenn das Potential am Kohlendraht 60 Volt betrug. Der Druck betrug bei diesem Versuch nur $^1/_{600}$ mm. Ströme von der Grössenordnung von 2 Amp. pro qcm schienen die bedeutendsten zu sein, welche sich an Kohlenfäden erzielen liessen, da dieselben durchgehend einer weiteren Erhitzung nicht standhielten.

Bei allen diesen Versuchen waren die angewandten Potentiale zu klein, als dass man eine Entladung zwischen den Elektroden hätte erhalten können.

In dem ganzen oben angeführten Bereich ist die Beziehung zwischen dem negativen Ladungsverlust und der Temperatur ähnlich zu der in beigefügtem Diagramm angegebenen, welches die Versuche an Natrium darstellt.

Infolge der sehr schnellen Zunahme des Stromes mit der Temperatur ist es unmöglich, eine längere Reihe Beobachtungen im selben Massstabe in eine Zeichnung einzutragen; wenn man jedoch eine Anzahl von Kurven zeichnet, bei denen der Wert der Ordinaten nacheinander um Vielfache von 10 zunimmt, lässt sich dies, wie ich gezeigt habe, ermöglichen. So ist in der Figur die Einheit in der ersten Kurve 10^{-9} Amp., in der zweiten 10^{-8} u. s. w., und stellen die 6 Kurven in ihrer Gesamtheit eine kontinuierliche Beobachtungsreihe dar. Ähnliche Kurven sind für die Beziehung zwischen dem Sättigungsstrom an Platin und Kohle und der Temperatur gezeichnet worden.

Bei jedem Leiter lässt sich, wie es sich zeigte, die Beziehung zwischen dem Sättigungsstrom und der Temperatur durch eine Formel von der Gestalt

$$C = A\,\Theta^{1/2}\,e^{-b/\Theta}$$

darstellen, wo A und B Konstanten sind. Die für diese Konstanten gefundenen Werte sind:

Bei Platin $A = 10^{26}$, $b = 4{,}93 \times 10^4$
„ Kohle $A = 10^{34}$, $b = 7{,}8 \times 10^4$
$9{,}7 \times 10^4$
$11{,}9 \times 10^4$
„ Natrium $A = 10^{31}$, $b = 3{,}16 \times 10^4$.

Beim Reduzieren der Beobachtungen erhält man den Wert von b zuerst und berechnet hieraus den von A. Da der Wert von A durch jede kleine Veränderung des Wertes von b ganz ausserordentlich beeinflusst wird, so ist nur seine Grössenordnung gegeben.

Wenn wir unsere Ergebnisse mit der theoretischen Formel vergleichen und dabei setzen

$$A = n\varepsilon\left(\frac{R}{2m\pi}\right)^{\frac{1}{2}},$$

wo ε die Ladung eines Ions ist, so erhalten wir für n die Zahl von Korpuskeln pro ccm Metall. Bei Platin ergiebt dies $n = 10^{21}$, während Patterson[1]) 10^{22} gefunden hat. Was die anderen Leiter anbelangt, so ist die gefundene Zahl im Vergleich mit den Pattersonschen Werten von ganz absurder Grösse. Es ist jedoch leicht nachzuweisen, dass wenn b nicht eine absolute Konstante wäre, sondern mit geringer Temperaturveränderung behaftet wäre, der für A gefundene Wert sich ganz erheblich ändern würde. Wenn wir z. B. an Stelle von $b = 7{,}8 \times 10^4$ für Kohle setzen, $b = 7{,}8 \times 10^4$ $(1 - 0{,}00027)$, so reduziert sich der Wert von A von 10^{34} auf 10^{26}, während die Veränderung des Sättigungsstromes mit Θ dieselbe wie vorher ist. Jedes Vielfache von Θ, das man zu b addiert, ruft in der Form der Funktion keinen Unterschied hervor, so dass wir nicht notwendigerweise annehmen können, dass

$$A = n\varepsilon\left(\frac{R}{2m\pi}\right)^{\frac{1}{2}}$$

ist.

Wenn wir b mit Φ/R gleichsetzen, so erhalten wir die Arbeit, die zum Durchtreiben eines Korpuskels durch die Oberflächenschicht erforderlich ist (oder die latente Verdampfungswärme, je nachdem man den Vorgang auslegt). Wenn wir annehmen, dass die Arbeit aus-

1) Phil. Mag., [6], 3, 655.

schliesslich elektrisch ist, so erhalten wir die Diskontinuität $\delta\Phi$ des Potentials der Oberfläche des Leiters, wenn wir Φ durch die Ladung eines Ions dividieren. Die hierfür gefundenen Werte betragen: Bei Natrium $\delta\Phi = 2{,}45$ Volt, bei Platin $\delta\Phi = 4{,}1$ Volt und bei Kohle $\delta\Phi = 6{,}1$ Volt. Diese Zahlen sind von derselben Grössenordnung wie der Potentialabfall, der notwendig ist, wenn ein Korpuskel durch Aufprallen[1]) ein Ion erzeugen soll, und sie sind in roher Annäherung umgekehrt proportional zu den Quadratwurzeln der Atomvolumina der betreffenden Elemente.

Der Wert von b würde je nach den Vorzeichen der Oberflächenschicht durch alles dasjenige, was eine elektrische Doppelschicht an der Oberfläche des Metalles erzeugt, erhöht oder vermindert werden. Neuere Versuche, die Herr H. A. Wilson[2]) angestellt hat, zeigen, dass der negative Ladungsverlust eines heissen Drahtes durch eine Atmosphäre von Wasserstoff erhöht und durch Kochen in Salpetersäure erniedrigt wird. Der Zuwachs des Stromes ist von einem Zuwachs von A und einer Abnahme von b, und umgekehrt, begleitet. Dies kann entweder von einer Wirkung der hier betrachteten Art herrühren, oder aber auch ein spezifischer Effekt des in dem Metall aufgelösten Wasserstoffes beim Freimachen der Korpuskeln sein.

Die erzielten Ergebnisse liefern eine vollständige Erklärung des als Edison-Effekt bekannten Phänomens. Bei allen Versuchen war der Strom, wenn der heisse Draht positiv geladen war, nur klein im Vergleich zu dem bei negativer Ladung des Metalles erzielten. Nur bei Natrium war der Strom in umgekehrtem Felde stark genug, um ein empfindliches Galvanometer abzulenken.

Der Umstand, dass derartige ausserordentlich starke Ströme bei sehr niedrigen Drucken erzielt werden, bestätigt die Schlussfolgerung, dass die Ionen nicht von dem äusseren Gase, sondern durch dessen Wechselwirkung mit dem Metall erzeugt werden. Die Rechnung zeigt, dass, wenn dem so wäre, jedes Gasmolekül zur Erzielung der bei Kohle verzeichneten Ströme 25 Ionen bei jedem Aufprall auf die heisse Metallfläche erzeugen müsste.

Wenn man die zu Anfang der Arbeit theoretisch abgeleiteten Formeln als richtig annimmt, so kann man die infolge der Ionisierung der Korpuskeln von dem Metall verlorene Energie berechnen. Man findet, dass dieselbe kleiner ist, als die in der Form einer gewöhnlichen elektromagnetischen Strahlung bei den Temperaturen emittierte, bei denen Messungen stattgefunden haben, dass dieselbe jedoch mit der Temperatur schneller zunimmt.

1) Townsend, Phil. Mag. (6), 1, 198.
2) Roy. Soc. Proc. **72**, 272.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 10. November 1903.)

Über die radioaktive Substanz, deren Emanation in der Bodenluft und der Atmosphäre enthalten ist.

Von J. Elster und H. Geitel.

In einer Reihe von Mitteilungen, die mit dem Nachweis der Selbstionisierung der atmosphärischen Luft begannen, haben wir gezeigt[1]), dass die Eigenschaft der Radioaktivität nicht auf das Element Thorium und die aus dem Uranpecherz gewonnenen, vielleicht sämtlich auf Radium zurückführbaren aktiven Stoffe beschränkt ist, sondern dass sie auch der Luft und gewissen sehr verbreiteten Substanzen zukommt, die einen Teil der äusseren Erdrinde bilden. Dabei handelte es sich im allgemeinen nicht um Erscheinungen, die etwa an der Grenze des Nachweisbaren ständen, vielmehr liessen sich die für die Becquerelstrahlung charakteristischen Merkmale, die Ionisierung der Gase, die photographischen Eindrücke, sowie selbst Phosphoreszenzwirkungen insgesamt in deutlicher Weise hervorrufen.

Nicht nur die rein geophysikalische Bedeutung dieser steten Quelle von Ionenbildung in der freien Atmosphäre und besonders der mit dem Erdboden in enger Berührung befindlichen Luft, sondern auch das allgemeine Interesse, dass die grosse Verbreitung radioaktiver Vorgänge an sich darbietet, veranlasste uns dazu, ihrem Ursprunge weiter nachzugehen, d. h. die radioaktive Substanz zu suchen, deren Emanation in der Bodenluft und der Atmosphäre enthalten ist, andererseits aber auch in wesentlich statistischer Art die Abhängigkeit des Gehalts der Luft an Emanation von lokalen und klimatischen Verhältnissen zu verfolgen.

Unsere letzte Mitteilung[2]) über diesen Gegenstand enthielt das Ergebnis, dass gewisse Erdarten, nämlich thonhaltige, radioaktive Eigenschaften haben, und dass die Menge von Emanation in der Atmosphäre, gemessen an der Intensität der auf negativ geladenen Drähten niedergeschlagenen aktiven Schichten, in Mitteldeutschland durchschnittlich höher ist, als an der Nordseeküste.

Inzwischen hat Herr W. Saake[3]) in dem Alpenthale von Arosa noch grössere Beträge des Emanationsgehalts der Luft angetroffen, als sie bei uns bis jetzt beobachtet sind.

1) Diese Zeitschr. **2**, 116, 560, 590; **3**, 76, 305, 574; **4**, 439, 522.
2) Diese Zeitschr. **4**, 522, 1903.
3) Diese Zeitschr. **4**, 626, 1903.

Während des Monats Juli 1903 fand nun der eine von uns (Elster) Gelegenheit, Messungen der Radioaktivität der freien Atmosphäre am Nordabhang der bayerischen Alpen zu machen, während Geitel bei einem Aufenthalt im Harze die natürliche Aktivität verschiedener Erdarten prüfen konnte, die dort unmittelbar von ihrem Entstehungsorte zu entnehmen waren, während sie in der Umgebung von Wolfenbüttel erst auf sekundärer Lagerstätte vorkommen.

Wir möchten im folgenden über die Ergebnisse dieser und der durch sie veranlassten weiteren Untersuchungen berichten.

Der Beobachtungsort in den Vorbergen der Alpen war der unweit Kochel am Nordabsturze des Herzogstandes in etwa 600 m Seehöhe gelegene Weiler Altjoch. Zu den Versuchen diente wie früher in Juist das von uns konstruierte transportable Instrumentarium [1]) zur Bestimmung der Radioaktivität der Luft. Expositionszeit und Potential des exponierten Drahtes waren die gleichen wie früher. Die im Thale von Altjoch gefundenen Aktivierungszahlen [2]) A sind daher ohne weiteres mit den in Wolfenbüttel und Juist ermittelten vergleichbar. Um dasselbe auch für die in Arosa [3]) gewonnenen zu erreichen, wurde zweimal bei wolkenlosem windstillen Wetter nach der von Saake angewandten Methode verfahren, d. h. es wurde die Hochspannungstrockensäule durch eine kleine Wimshurst-Maschine ersetzt und zugleich die Expositionszeit des auf —2500 Volt geladenen Drahtes von 2 Stunden auf 30 Minuten verkürzt. Dabei fielen die Werte entsprechend der geringeren Expositionszeit kleiner aus; es ergab sich, dass sie zur Reduktion auf das von uns verwandte Mass mit etwa 2,1 zu multiplizieren sind.

Soweit es die (im allgemeinen regnerische) Witterung gestattete, wurde täglich je eine Messung auf dem oberen, nicht überdachten Balkon des Gasthauses zum Altjoch in der Zeit zwischen 9*a* und 1*p* ausgeführt. Für die Aktivierungszahlen ergaben sich folgende Werte:

Tabelle I.

Datum	Aktivierungszahl A	Bemerkungen
9/VII.	115,3	Regnerisch
11./VII.	91,7	Aufheiternd
18/VII.	152,2	Wolkenlos
23./VII.	97,6	Heiter, Dunst
24./VII.	94,4	Regnerisch
25./VII.	105,5	Trübe, doch kein Regen
26./VII.	130,6	Ganz rein
27. VII.	223,9	Bewölkt, sehr klare Luft
29./VII.	216,5	Verschleiert, doch kein Regen

Im Mittel ist $A = 137$.

1) Diese Zeitschr. **4**, 138, 1902.
2) Diese Zeitschr. **4**, 97, 1902; 522, 1903.
3) Saake, l. c.

Ausserdem wurden noch an drei anderen Orten Kontrollbeobachtungen angestellt und zwar:

Am 26. Juli bei wolkenlosem Himmel unter Mittag auf einer frei gelegenen ebenen Wiese in Altjoch am Ufer des Kochelsees. Auch an diesem Punkte der Thalsohle war der Gehalt der Luft an radioaktiver Emanation hoch:

$$A = 100,7.$$

Am 22. Juli nachmittags auf einer ebenen, ausserhalb der Alpen gelegenen Wiese unweit Benedictbeurens bei heiterem Wetter. Hier war

$$A = 43,3.$$

Am 14. Juli nachmittags auf einem 1650 m über dem Meere und etwa 1000 m über der Thalsohle gelegenen Felsgrate des Herzogstandes. Auch hier ergab sich ein kleinerer Wert als in Altjoch, nämlich

$$A = 51,5.$$

Mit dem Verlassen der Thalsohle sanken also die Werte der A beträchtlich herab. Der in Altjoch zu Tage tretende Fels (Kalk), sowie die denselben überlagernde Humuserde erwiesen sich, wie eine nachträgliche Prüfung in Wolfenbüttel ergab, als inaktiv; man wird also zu dem Schlusse genötigt, dass aus grösseren Tiefen stammende Luft die Emanation der Thalluft zuführt.

Reduziert man die Aktivierungszahlen, die Saake in Arosa (ca. 1800 m über dem Meer) fand, durch Multiplikation mit 2,1 auf das von uns gewählte Mass, so ergiebt sich im Mittel $A = 91$ und ein Maximum von 260, Zahlen, welche merklich innerhalb derselben Grenzen, wie die in Altjoch (ca. 600 m ü. d. Meer) gefundenen, liegen. Es ist bemerkenswert, dass demnach ein Einfluss der Erhebung des Beobachtungsortes über dem Meere innerhalb des Alpengebietes auf den Gehalt der Luft an radioaktiver Emanation nicht hervortritt.

Es erübrigt noch die in Altjoch gefundenen Werte mit den im Flachlande und an der Meeresküste früher ermittelten zu vergleichen. Man erhält so folgende Zusammenstellung:

Tabelle II.

Ort	Mittel der A	Maximum der A	Minimum der A
Juist	5	15	1
Wolfenbüttel	20	64	4
Altjoch	137	224	92

Die Radioaktivität der Luft nimmt danach von der Nordseeküste nach dem Inneren des Kontinentes hin zu, um im Alpengebiet zu hohen Beträgen anzusteigen.

Um einen Begriff von dem reichen Gehalte der Thalluft in Altjoch an radioaktiver Ema-

nation zu geben, fügen wir noch hinzu, dass ein Draht von 1/2 m Länge, der durch die von 12 gr Thoriumhydroxyd ausgehende Emanation in einem Luftvolumen von etwa 40 Litern bis zur Sättigung aktiviert wird, das Elektroskop des Zerstreuungselektrometers in etwa der gleichen Zeit entladet, wie der 10 m lange durch die Thalluft des Altjoch aktivierte Draht.

Kenner des Terrains könnten, gestützt auf die Erfahrungen Pocchettinos und Sellas[1]), J. J. Thomsons[2]) und Himstedts[3]), nach denen von zerspritzendem Wasser aus Emanation in der Luft verbreitet wird, vermuten, dass die hohe Radioaktivität der Luft im Thale von Altjoch durch den in der Nähe niedergehenden Kesselbergfall hervorgerufen werde. Das trifft jedoch nicht zu.

Am Fusse des Falles waren die Werte der Aktivierungszahlen etwa nur 1/3 so gross wie in Altjoch. Drähte, ausgespannt über ausgetrockneten, gerölligen Bachbetten, die von den Fällen durch zwischenliegende Berge getrennt waren, aktivierten sich bis siebenmal so stark, als solche in der Nähe schäumender und zerspritzender Kaskaden. Dies Resultat stimmt mit den Erfahrungen Mc. Lennans[4]) überein, der ebenfalls in der Nähe des Niagara eine Verringerung der Aktivität der Luft feststellte. Höchstwahrscheinlich ketten sich die positiv geladenen Teilchen der Emanation teilweise an die durch das zerstäubende Wasser erzeugten negativen Ionen und sind so ausserstande, den von dem negativ geladenen Drahte ausgehenden Kraftlinien zu folgen. Hierfür spricht, dass ähnlich wie in Boden- und Kellerluft[5]) in der Nähe der Fälle auch positiv geladene Drähte sich, wenn auch schwächer als bei negativer Ladung, aktivieren; eine Erscheinung, die um so undeutlicher wurde, je weiter man sich von dem Fusse des Falles entfernte.

Die Untersuchungen des Erdbodens und der in ihm eingeschlossenen Luft auf Radioaktivität geschahen in der Nähe der Stadt Clausthal im Harz nach der ebenfalls schon früher dargestellten Methode[6]), die nur in Rücksicht auf die Transportfähigkeit des Apparates etwas abgeändert war. Das Exnersche Elektroskop mit aufgesetztem Zerstreuungskörper stand auf einem eben geschliffenen Eisenteller unter einer allseitig geschlossenen Glocke aus geschwärztem Messingblech von 35 cm Höhe und 18 cm Durchmesser, deren unterer, gleichfalls abgeschliffener Rand mit Vaseline bestrichen auf dem Teller ruhte. Die Ladung des Elektroskops erfolgte in bekannter Weise durch eine von oben in die Glocke eingeführte isolierte Sonde. Von zwei einander diametral gegenüber stehenden Glasfenstern diente das eine zum Beleuchten, das andere zum Ablesen der Skala des Elektroskops. Ein in der Mitte durchlochter Teller aus Zinkblech, durch dessen Öffnung der das Elektroskop tragende Zapfen frei hindurch ging, nahm die zur Untersuchung bestimmten Erdproben auf. Zwei durch Hähne verschliessbare Ansatzröhren am oberen und unteren Ende der Glocke vermittelten die Zuleitung der Luftproben, deren Emanationsgehalt untersucht werden sollte.

Die Versuche begannen mit der zuletzt genannten Prüfung der Bodenluft. Wie schon früher geschildert, wurde ein beiderseits durch Hähne geschlossenes mit Wasser gefülltes eiförmiges Gefäss von 4 Liter Inhalt von oben her mit einer in die Erde getriebenen Messingröhre durch einen Schlauch in Verbindung gesetzt; öffnete man nun beide Hähne, so floss durch den unteren das Wasser aus, während von oben her Bodenluft nachdrang. Durch Verdrängen mittels Wasser wurde dann diese unter die Glocke übergeführt. Der Erdboden besteht an der Stelle, wo die Luftproben entnommen wurden, einer Waldblösse, aus einem braungelben Thon, der durch Verwitterung des darunter liegenden Thonschieferfelsens entstanden ist und zahlreiche Bruchstücke des Muttergesteins enthält. Die Mächtigkeit der Schicht beträgt 66 bis 70 cm, in dieser Tiefe traf der in die Erde gestossene Bohrer stets auf zusammenhängendes Gestein. Trotz der geringen Tiefe, aus der demnach die Bodenluft stammte und die eine gewisse Beimengung von Freiluft wahrscheinlich macht, ergab sich eine sehr beträchtliche Aktivität. Während das durch die normale Selbstionisierung der Luft bewirkte Sinken des Potentials am Elektroskop zu ca. 6—8 Volt in der Stunde bestimmt wurde, fand sich unmittelbar nach Einleiten der Bodenluft ein Verlust von 650 Volt, der nach einer Stunde auf 800 stieg. Der Versuch wurde zu verschiedenen Zeiten mit Luft von verschiedenen (allerdings nahe benachbarten) Orten wiederholt, die gefundenen stündlichen Verluste schwankten zwischen 120 bis 980 Volt, sie waren im Durchschnitt beträchtlicher, als die nach gleicher Methode in Wolfenbüttel erhaltenen. Es versteht sich von selbst, dass die Isolation des Elektroskops unter steter Kontrolle gehalten wurde.

Daher konnte kein Zweifel daran bestehen, dass die Luft in jener Thonschicht radioaktive Emanation mit sich führte; es lag nach den

1) Naturw. Rundschau 17, 591, 1902.
2) Phil. Mag. 591, 1902.
3) Berichte der Naturf. Gesellsch. zu Freiburg 13, 101, 1903; auch diese Zeitschr. 4, 482, 1903.
4) University of Toronto Studies, Physical Science Series. 1903; auch diese Zeitschr. 4, 295, 1903.
5) Diese Zeitschr. 4, 97, 1902.
6) Diese Zeitschr. 2, 116, 1900.

früheren Erfahrungen nahe, in dem Thone selbst die Quelle zu suchen.

In der That erhöhte das Hineinbringen eines Quantums Thon (125 gr in lufttrockenem Zustande) in die Zinkschale den Spannungsverlust von 9,3 Volt auf 17,6 Volt in der Stunde. Der Betrag erscheint geringfügig gegenüber der Wirkung der mit Emanation beladenen Bodenluft, ist aber völlig ausreichend, die Aktivität des Thones sicher zu stellen. Wurde ein gleiches Volumen reinen Humusbodens, von derselben Örtlichkeit entnommen, das nur organische Bestandteile enthielt, in die Zinkschale gebracht, so fand sich keine Zunahme der Zerstreuung. In gleicher Weise, nur ein wenig schwächer, wie der durch Verwitterung des Schiefers entstandene Thon, erwiesen sich auch solche Proben von Lehm und Thon als wirksam, die aus Spalten von Gesteinen verschiedener Art, Spiriferensandstein und Ibergkalk, entnommen waren.

Man hätte nun erwarten sollen, dass dieselbe Eigenschaft, wie sie das Verwitterungsprodukt zeigte, auch am Muttergestein nachweisbar sein müsste. Das Versuchsergebnis war indessen negativ oder mindestens unentschieden. Thonschieferstückchen, dem Gewichte nach selbst mehr als der zuvor untersuchte Thon betragend, ergaben, in die Zinkschale gebracht, keine merkliche Zunahme der elektrischen Zerstreuung. Auch der neben dem Thonschiefer vorkommende Grauwackefels erwies sich als unwirksam. Dies Gestein ist — von der Aufbereitung der Clausthaler Erze her — in allen Graden der Zerkleinerung bis zum feinsten Staube zu haben, der ähnlich wie Thon sich im Wasser suspendieren lässt, aber bei keiner Probe, auch der feinsten nicht, liess sich eine Becquerelstrahlung mit völliger Sicherheit nachweisen. Das mechanische Zermahlen des Gesteins hat also nicht dasselbe Ergebnis, wie die natürliche Verwitterung.

Dies auffallende Verhalten lässt eine doppelte Auffassung zu. Entweder enthielt das Muttergestein in der That keine radioaktive Substanz, dann muss eine solche, da eine spontane Bildung aktiver Stoffe nach allen bisherigen Erfahrungen ausgeschlossen erscheint, in das Verwitterungsprodukt von aussen hineingetragen sein. Man könnte dabei an die Zuführung von Emanation aus der Atmosphäre durch Niederschläge denken oder an eine Diffusion radioaktiver Gase aus dem Erdinnern, deren Eigenschaft sich dem Thone mitteile.

In der That ist ja der Thon fähig, die im Erdboden enthaltene Emanation zu binden und dadurch selbst vorübergehend Aktivität anzunehmen.[1]) Gegen diese Auffassung spricht, dass eine Abnahme der Wirksamkeit des natürlichen aktiven Thones im Laufe der Zeit bis jetzt noch nicht nachzuweisen war, wobei allerdings zu bedenken ist, dass die Erfahrungen noch nicht viel länger als ein Jahr zurückreichen.

Andererseits ist es aber sehr wohl möglich, dass das Muttergestein selbst den radioaktiven Stoff schon enthält, dass aber die Untersuchungsmethode nicht geeignet ist, seine Gegenwart zu zeigen. Dies kann mit der Zusammengesetztheit des Strahlungsprozesses zusammenhängen. Solange das Gestein fest ist, werden die leicht absorbierbaren α-Strahlen und die Emanation, die beide wesentlich von der Oberfläche ausgehen und die am stärksten ionisierend auf die Luft wirken, gegen die durchdringenden β- und γ-Strahlen, die aber wegen ihrer geringen Absorbierbarkeit durch Luft auf das Elektroskop weniger wirken, zurücktreten. Erst durch den Prozess der Verwitterung wird die Masse bis aufs äusserste zerkleinert und zugleich durch Hydratbildung der Übergang der Emanation in die Luft erleichtert. Wird ja doch auch die Wirkung eines Stückes Uranpecherz auf das Elektroskop in ausserordentlicher Weise durch chemische Aufschliessung, d. h. durch Überführung in emanierende Verbindungen gesteigert.

Die letztere Auffassung, die allein die Aussicht gewährt, aus den aktiven Erdproben einen primär wirksamen Stoff zu gewinnen — nach der ersteren würde es sich ja nur um induzierte Strahlung handeln — haben wir den weiteren Untersuchungen als Arbeitshypothese zu Grunde gelegt.[1])

Das Ziel, die Aktivität des natürlich vorkommenden Thones durch chemische Mittel auf geringe Stoffmenge zu konzentrieren und so der Abscheidung des wirksamen Prinzips näher zu kommen, hatte sich wegen der Geringfügigkeit der Wirkung des Ausgangsmaterials als kaum erreichbar erwiesen, nur das eine liess sich mit Sicherheit behaupten, dass — gerade wie bei der Verarbeitung des Uranpecherzes — die Wirksamkeit besonders leicht an unlösbaren Rückständen und Niederschlägen haftete. Die Prüfung verschiedener Thonarten im Harze war in der Hoffnung ausgeführt, ein Ausgangsmaterial von besonders kräftiger Aktivität zu finden, doch war diese Erwartung unerfüllt geblieben.

Da glückte es uns, in dem sogenannten „Fango", einem aus einer Sprudeltherme bei Battaglia in Oberitalien gewonnenen feinen Schlamme, der zur Herstellung von Umschlägen und Bädern von dort her importiert wird, ein

1) Diese Zeitschr. **4**, 522, 1903.

1) Es würde sich lohnen, eine grössere Menge eines natürlichen inaktiven thonhaltigen Silikats nach dem Aufschliessen durch Flusssäure auf Aktivität zu untersuchen. Ein mit einer kleinen Probe Feldspat gemachter Versuch ergab kein sicheres Resultat.

Material ausfindig zu machen, dessen Aktivität die der bei uns vorkommenden Thone etwa um das Drei- bis Vierfache übertrifft.[1])

Wir lassen eine Zusammenstellung folgen, in der die Aktivität der verschiedenen untersuchten Substanzen, gemessen an der durch gleiche Gewichtsmengen (125 gr) in einer Stunde an dem oben beschriebenen Apparate bewirkten Potentialabnahme aufgeführt ist; die des (trockenen) Fangoschlammes ist zur besseren Übersicht daneben als Einheit zu Grunde gelegt.

Nachdem der getrocknete Fangoschlamm[1]) mit konzentrierter Salzsäure übergossen war, wodurch die Carbonate von Calcium und Magnesium nebst einem Teile des Eisenoxydulgehalts in Lösung gingen, wurde die von einem Überschusse an Salzsäure sauer reagierende Flüssigkeit von dem unlöslichen Rückstande getrennt. Letzterer erwies sich nach dem Auswaschen und Trocknen (nach Verlauf einiger Tage) in seiner Aktivität keineswegs beeinträchtigt, vielmehr war sogar eine geringe Steigerung

Tabelle III.

Aktivität verschiedener Erdarten, je 125 gr unter der Glocke. Potentialabfall in einer Stunde, der normale Verlust ist abgerechnet.

	Ackererde aus Wolfenbüttel	Thon a.d. Nähe v. Wolfenbüttel	Höhlenlehm a.d. Baumannshöhle	Thon v. Clausthal	Thonschief. v. Clausthal	Pochkies von Clausthal	Humuserde von Clausthal	Humuserde von Altjoch	Kalkschotter v. Altjoch	Fango von Battaglia	Urankaliumsulfat zum Vergleich
Potentialabnahme i. Volt	10,4	7,5	3,6	8,3	0,0	0,9	0,0	0,0	0,5	30,3	3577
D. durch Fango bewirkte Abn. als Einheit	0,34	0,25	0,12	0,27	0,00	0,03	0,00	0,00	0,02	1	118

Da die Leitfähigkeit der Luft nach dem Einbringen der Substanz erst in einigen Tagen ihr Maximum erreicht, ist zur Abkürzung die Messung immer in der ersten Stunde vorgenommen. Zum Vergleich ist die Wirksamkeit von Urankaliumsulfat in der letzten Kolumne beigefügt. Die Zusammenstellung kann nur ein ungefähres Bild geben, da die verschiedenen Arten der Strahlung nicht berücksichtigt sind und nur die Ionisierung der Luft als Mass benutzt ist.

Man erkennt, dass bei dem Fango am ehesten die Möglichkeit vorlag, durch chemische Behandlung eine Anreicherung der Aktivität zu erzielen. Das direkteste Verfahren hätte offenbar darin bestanden, das Rohmaterial möglichst vollständig in Lösung zu bringen und — ähnlich wie die Curies[2]) bei ihrer grundlegenden Arbeit über die Abscheidung der aktiven Elemente aus der Pechblende vorgingen — festzustellen, an welchen chemischen Bestandteilen die Aktivität vornehmlich haftete. Für unsere Hilfsmittel war diese Methode indessen nur bei kleinen Substanzmengen — etwa $^1/_2$ Kilo — anwendbar, so dass auf eine irgend erhebliche Aktivität eines Endprodukts nicht gerechnet werden konnte, doch war sie immerhin zur Orientierung wertvoll.

bemerkbar. Es hatte demnach den Anschein, als seien durch die Ausziehung der in Salzsäure löslichen Carbonate im wesentlichen nur indifferente Massen beseitigt. Wurde der Rückstand zum Zweck der Oxydation der beigemengten organischen Substanzen mit rauchender Salpetersäure unter Zusatz von Schwefelsäure erhitzt und nach Verjagung der Salpetersäure mit Flusssäure zur Entfernung der Kieselsäure in einer Bleischale abgeraucht, der verbliebene Rest in Wasser gelöst und aus dem Filtrat Eisenoxyd und Thonerde mit Ammoniak gefällt, so zeigten diese Niederschläge nach dem Trocknen eine gewisse Aktivität, die aber, auf gleiche Substanzmenge bezogen, nicht wesentlich verschieden von der des in Salzsäure unlöslichen Rückstandes war. Etwa die gleiche Wirksamkeit hatte auch ein auf dem Filter verbliebener Rest von Kohle, der von einer mangelhaften Oxydation der organischen Bestandteile herrührte. Das Ergebnis war demnach, dass die Radioaktivität des Fango die chemische Behandlung überdauert und — der alten Erfahrung entsprechend — sich leicht auf Niederschläge überträgt. Die geringe Menge der verarbeiteten Rohsubstanz schloss eine weitere Konzentration der — zwar deutlichen, aber doch recht geringfügigen — Wirkung aus.

Wird der Fango anstatt mit kalter mit siedender Salzsäure behandelt, so geht ein beträchtlicher Teil des Eisen- und Thongehalts in die Lösung über und der Rest erweist sich —

1) Es bedarf wohl kaum des Hinweises, wie nahe es liegt, die dem Fangoschlamme zugeschriebene Heilwirkung mit den Reizerscheinungen der Haut und der Nerven in Zusammenhang zu bringen, die durch Becquerelstrahlen hervorgerufen werden.

2) Sklodowska Curie, Recherches sur les substances radioactives p. 21 ff. Gauthier-Villars, Paris 1903.

1) Eine Analyse des Fangoschlammes ist ausgeführt von Herrn F. Schneider, Wien. Ber. 69, Abt. IIa, Seite 55, 1874.

immer auf gleiche Gewichtsmengen berechnet — als deutlich unwirksamer. Es ist also möglich, einen Teil des aktiven Prinzips auf diese Weise in Lösung zu bringen und es bot sich die Aussicht, unter Aufwendung einer grösseren Menge Rohmaterials auf diesem verhältnismässig bequemen Wege eine teilweise Aufschliessung zu erreichen. In der That verrät sich die so erhaltene Lösung (aus etwa 4 Kilo hergestellt) schon dadurch als aktiv, dass sie an hindurchgepresste Luft eine deutliche Menge Emanation abgiebt, wie nach den Verfahren von Sella und Pocchettino, J. J. Thomson und Himstedt erkannt wurde. Da die Radiumverbindungen bekanntlich sich wie die des Baryums verhalten und mit diesen gemeinschaftlich abgeschieden werden, so setzten wir der Lösung eine geringe Menge Chlorbaryum (2—3 gr auf die erwähnte Menge Fango) zu, das mit den darin vorhandenen Sulfaten einen Niederschlag von Baryumsulfat gab. Dieser zeigte sich nach dem Auswaschen und Trocknen mehr als hundertmal so wirksam, wie das Ausgangsmaterial. Um grössere Mengen davon herzustellen, nahmen wir die Extraktion des Fango mit Salzsäure in einem Fasse vor, in das wir etwa 20 Kilo hineinbrachten.[1]) Die Einwirkung der Säure vollzieht sich bei so grossen Massen unter merklicher Wärmeentwicklung, die den Aufschliessungsprozess unterstützt, wenn sie auch nicht so ausgiebig ist, wie anhaltendes Kochen.

Das in reichlicher Menge dabei entweichende Kohlensäuregas führte radioaktive Emanation mit sich, es verhielt sich seiner Leitfähigkeit nach etwa wie die bei uns der Erde aus 1 m Tiefe entnommene Bodenluft.

Aus der so erhaltenen Lösung konnten durch Fällung mit Chlorbaryum Niederschläge von Baryumsulfat gewonnen werden, deren Aktivität die des Ausgangsmaterials 150 mal übertraf. Wir stellen die Aktivität einiger aus Fango gewonnenen Produkte in folgender Tabelle (IV) zusammen:

1) Wir bezogen unser Material von der Fango-Import-Gesellschaft, Berlin W. 64.

Mitteilung erschienenen Arbeit von Herrn F. von Lerch[1]) über die durch Thorium induzierte Aktivität beschrieben und genauer untersucht ist. Demgegenüber ist zu beachten, dass die Wirksamkeit der Barytniederschläge innerhalb 8 Wochen fast unverändert geblieben ist; nach Ablauf dieser Zeit ist eine gewisse Abnahme bemerklich geworden. Zu welchem Endzustande diese führen wird, muss die weitere Erfahrung lehren. Vorläufig hat es den Anschein, dass ein Teil der primär wirksamen Substanz an den Niederschlag gebunden ist.

Gelegentlich einer schon mehrere Jahre zurückliegenden Beschäftigung mit den aktiven Bestandteilen des Uranpecherzes war es uns aufgefallen, dass auch in völlig vom Wismut (Polonium) befreiten Lösungen bei der Elektrolyse mit schwachem Strome die Kathode stark aktiv wurde. Die wirksame Substanz konnte wohl nur Radium sein; in welcher Art die Abscheidung erfolgte (bei der chemischen Stellung des Radiums ist ein Auftreten des Metalles selbst unmöglich), konnten wir nicht feststellen. Keinesfalls schien eine bloss induzierte Aktivität vorzuliegen, da sich eine Abnahme in der Zeit nicht herausstellte.

Wir haben nun dieselbe Methode auf die aus Fango gewonnenen aktiven Lösungen angewandt, indem wir diese in schwach saurem Zustande (um Abscheidung von Eisen zu verhindern) bei etwa 2—4 Volt elektrolysierten. Als Anode diente ein Kohlenstab. Die Kathoden (aus *Cu*- oder *Pt*-Blech bestehend) nehmen dabei eine sehr merkliche Aktivität an, obgleich ein Überzug auf ihrer Oberfläche dem Auge kaum bemerklich war. So gab ein Kupferblech von 45 cm Oberfläche, das am 5. Oktober d. J. $1\frac{1}{2}$ Stunden als Kathode in einer salzsauren Lösung aus etwa 2 Kilo Fango gedient hatte, eine Zunahme der Leitfähigkeit der Luft am Zerstreuungselektrometer von 7,8 Volt Potentialabfall pro Stunde auf 76,4, am 16. November eine solche von 6,9 Volt auf 73,8. Der Unterschied

Tabelle IV.

Aktivität der aus Fango gewonnenen Produkte, auf gleiche Gewichtsmenge berechnet.

Natürlicher Fango	Fango mit kalter Salzsäure ausgezogen	Fango mit heisser Säure behandelt	Eisenoxyd und Thonerde aus aufgeschlossenem Fango	Rest von organischer Kohle	Baryumsulfatfällung aus salzsaurer Lösung	Urankaliumsulfat zum Vergleich
1	1,01	0,50	0,97	1,2	100–160	118

Man könnte den Verdacht hegen, dass die Aktivität der Fällungen der Hauptsache nach eine induzierte sei, in der Weise, wie sie in einer während der Abfassung der vorliegenden

ist so gering, dass er nicht mit Sicherheit verbürgt werden kann, d. h. die Aktivität des Niederschlages hat in mehreren Wochen keine wesentliche Änderung erlitten. Es handelte sich also auch hierbei nicht, wie bei den den

1) Ann. d. Phys. 12, 745, 1903.

unsrigen auch hierin ähnlichen Versuchen des Herrn v. Lerch um ein Hinüberwandern von induzierter Aktivität zur Kathode.

Vielleicht liesse sich durch Elektrolyse grösserer Mengen von Fangoauszug mittels Platinkathoden und Ablösen der Überzüge durch möglichst geringe Mengen von Säure eine bessere Konzentration der aktiven Substanz erzielen, als durch die Barytniederschläge. Jedenfalls ist die Beimengung neutraler Stoffe bei dem elektrolytisch erhaltenen Produkte eine bei weitem geringere. Wir haben diesen Weg, der natürlich ebenfalls die Verarbeitung sehr grosser Mengen von Fango erfordern würde, nicht betreten.

Die wesentlichen Resultate der chemischen Behandlung des Fangoschlammes waren demnach:

1. Die Fällung des aktiven Prinzips durch Chlorbaryum bei Gegenwart von Sulfaten.
2. Seine Abscheidung durch Elektrolyse an der Kathode.

Da sich nun in derselben Weise Lösungen indifferenter Salze verhalten würden, denen eine äusserst geringe Spur einer Radiumverbindung zugesetzt ist, so widerspricht der chemische Befund der Annahme nicht, dass der aktive Stoff im Fango das Radium ist.

Es schien uns nun zur Herbeiführung einer Entscheidung notwendig, die Untersuchung noch von einer anderen Seite aus zu führen. Wir machten dabei Gebrauch von den Eigenschaften der von den aktiven Stoffen ausgehenden Emanation.

Bekanntlich haben schon die Curies, denen man ja auch die Entdeckung der induzierten Aktivität verdankt, das Gesetz[1]) bestimmt, nach dem diese vorübergehend durch Kontakt mit der Emanation von Radium erworbene Eigenschaft in freier Luft sich verliert.

Es gilt nämlich die Formel:

$$J = J_0 \left(a e^{-\frac{t}{\Theta_1}} - (a-1) e^{-\frac{t}{\Theta_2}} \right)$$

in der J_0 die anfängliche Intensität der Strahlung (unmittelbar bei Unterbrechung des Kontakts mit der Emanation), J die Intensität zur Zeit t bedeutet, während $a = 4{,}20$ und $\Theta_1 = 2420''$, $\Theta_2 = 1800''$ ist.

Setzt man $J_0 = 100$ und rechnet J für Intervalle der Zeit von je $15'$ aus, so erhält man die Reihe von $t = 0$ bis $t = 120'$:

1) Sklodowska Curie, l. c. p. 110.

Da es sich wegen der Gefahr der Infektion der Beobachtungsräume bei der vorliegenden Untersuchung durchaus verbot, Versuche an Radium selbst vorzunehmen, so haben wir auf eine Wiederholung der Curieschen Messungen verzichtet, dagegen in entsprechender Weise das Verhalten der uns hier interessierenden aktiven Emanationen, nämlich der des Fangos, der gewöhnlichen Ackererde und der in der Boden- und Freiluft enthaltenen festgestellt.

Zu den Versuchen an Fango und Erde dienten geräumige cylindrische Behälter von mehr als 100 Liter Inhalt, auf deren Boden 25 Kilo trocknen Fangos oder 50 Kilo Ackererde gebracht wurden. Durch eine im Deckel dieser Gefässe angebrachte Bohrung wurde ein isolierter Draht eingeführt, der einen Bleidraht oder einen Streifen Goldpapiers trug. Mittels eines Ruhmkorffschen Induktors in Verbindung mit einer Leydener Flasche konnte in früher beschriebener[1]) Weise der Metallstreifen oder Draht 2—3 Stunden lang auf einem Potential von —3000 Volt gehalten werden. Die hierdurch auf ihm erregte induzierte Aktivität war kräftig genug, um in der ebenfalls a. a. O. dargestellten Art an dem Zerstreuungselektrometer gemessen und durch 1—2 Stunden verfolgt werden zu können.

Auf diese Weise sind die in den folgenden Tabellen aufgeführten Reihen erhalten. Da die zusammengehörigen Zahlen gut übereinstimmen, so ist es erlaubt, die Mittel zu bilden. Die Reihe der Mittelwerte kann alsdann mit den Curieschen Zahlen verglichen werden. Es zeigt sich, dass die Quotienten zweier zugeordneter Werte sehr nahe konstant sind, d. h. dass sich die Reihe der Mittelwerte von der Curieschen nur durch eine andere Anfangsintensität unterscheidet. Dividiert man mit dem Mittelwerte des gefundenen Quotienten in die Zahlen der Curieschen Reihe hinein, so ergeben sich die als „berechnet" bezeichneten Werte.

Man vergleiche hierzu die Schlussreihen der beiden folgenden Tabellen, aus denen hervorgeht, dass das Abklingen der durch Fango- oder Erdemanation induzierten Aktivität mit der vom Radium herrührenden innerhalb der Fehlergrenze der Methode übereinstimmt.

(Siehe Tabelle VI und VII.)

Wie wir früher schon mitteilten, haben wir im Garten bei unserer Wohnung eine grosse Glocke aus Eisenblech mit ihrem unteren Rande in die Erde vergraben, so dass sie einen Raum

1) Diese Zeitschr. 3, 305, 1902.

Tabelle V.

Abklingen eines durch Radiumemanation aktivierten Körpers nach Curie für $t = 0$ bis $t = 120$

Zeit	0	15	30	45	60	75	90	105	120
J	100	92,3	78,0	62,7	48,7	36,9	27,5	20,3	14,8

Tabelle VI.

Abklingen eines durch Fangoemanation aktivierten Metallstreifens.

Datum	Zeit	15′	30′	45′	60′	75′	90′	105′	120′
24./X.	$\mathfrak{J}$ =	76,0	63,4	51,5	41,9	29,7	23,3	20,5	15,2
25./X.	$\mathfrak{J}$ =	73,6	64,6	50,0	37,1	28,4	20,9	16,6	12,3
26./X.	$\mathfrak{J}$ =	76,3	63,4	50,7	35,7	29,0	22,3	18,0	14,1
27./X.	$\mathfrak{J}$ =	73,8	61,2	49,8	36,0	30,6	21,3	18,0	12,0
Mittel		74,9	63,2	50,5	3[illegible],4	29,4	22,0	18,3	13,4
Berechn. n. Curie:		74,1	62,6	50,4	39,1	29,6	22,1	16,3	11,9
Δ		+0,8	+0,6	+0,1	—0,7	—0,2	—0,1	+2,0	+1,5

Tabelle VII.

Abklingen eines durch die Emanation von Ackererde (ca. 50 kg) aktivierten Metallstreifens.

Datum	Zeit	15′	30′	45′	60′	75′	90′
3./XI.	$\mathfrak{J}$ =	14,4	11,1	9,9	7,5	5,9	3,0
6./XI.	$\mathfrak{J}$ =	14,4	12,8	10,0[1]	8,9	4,9	3,3
Mittel:		14,4	12,0	10,4	8,2	5,4	3,2
Berechn. n. Curie:		14,9	12,3	10,1	7,9	6,0	4,5
Δ		—0,5	—0,3	+0,3	+0,3	—0,6	—1,3

1) Linear interpoliert.

Tabelle VIII.

Abklingen eines durch Bodenemanation aktivierten Drahtes.

Datum	Zeit	15′	30′	45′	60′	75′	90′	105′	120′
5./IX.	$\mathfrak{J}$ =	71,5	57,7	46,5	34,1	20,0	20,6	14,8	10,7
20./IX.	$\mathfrak{J}$ =	66,5	54,6	41,1	31,1	21,8	16,2	10,7	8,0
22./IX.	$\mathfrak{J}$ =	69,5	57,6	39,3	32,3	22,4	17,1	12,3	8,7
2./X.	$\mathfrak{J}$ =	64,4	58,3	44,9	32,3	27,5	19,2	13,6	8,7
3./X.	$\mathfrak{J}$ =	67,5	56,7	40,7	35,0	25,8	18,4	14,0	9,7
Mittel: =		67,9	57,0	43,7	33,0	25,8	18,3	13,1	9,2
Nach Curies Formel berechn.:		64,6	54,6	43,9	34,1	25,8	19,2	14,2	10,4
Δ		+3,3	+2,4	—0,2	—1,1	0,0	—0,9	—1,1	—1,2

Tabelle IX.

Abklingen eines durch Freiluftemanation aktivierten Drahtes.

Datum	Zeit	15′	30′	45′	60′	75′	90′	105′	120′
5./IX.	$\mathfrak{J}$ =	45,4	36,1	25,9	21,1	16,6	13,2	8,5	6,9
11./IX.	$\mathfrak{J}$ =	45,4	39,8	32,2	24,4	17,8	14,9	12,7	8,4
Mittel:		45,4	38,0	29,1	22,8	17,2	14,1	10,6	7,7
Berechn. n. Curie:		44,5	37,6	30,2	23,5	17,8	13,3	9,9	7,1
Δ		+0,9	+0,4	—1,1	—0,7	—0,6	+0,8	+0,7	+0,6

von etwa 3/4 cbm abschliesst, dessen Boden aus Erde gebildet ist. Von oben können durch ein aufgesetztes Rohr isolierte Drähte eingeführt werden, die bei vorhergegangener negativer Ladung die Induktion durch Bodenemanation in hervorragender Weise zeigen. Auch hier erwies sich das Abklingen der Aktivität in guter Übereinstimmung mit der Curieschen Formel. (Vergl. Tabelle VIII.)

Schliesslich war zu erwarten, dass nun auch die durch freie atmosphärische Luft erregte Aktivität, die ja ohne Zweifel auf einen Gehalt an Bodenemanation zurückzuführen ist, sich dem gleichen Gesetze fügen würde. Tabelle IX lässt dies deutlich hervortreten.

(Siehe Tabelle IX.)

Es sei noch bemerkt, dass die Verschiedenheit der Anfangsintensitäten darauf beruht, dass die zu aktivierenden Flächen nicht überall von gleicher Grösse, und der Gehalt an wirksamer Emanation bei den verschiedenen Versuchsgruppen natürlich verschieden war. In der graphischen Darstellung geben die ausgezogenen Kurven den Abfall der durch Radium induzierten Aktivität nach der Curieschen Formel wieder, die Kreuze bezeichnen die den Beobachtungen für Fango-, Erd-, Bodenluft- und Freiluft-Emanation entsprechenden Punkte.

Zum Vergleich fügen wir noch das — schon von Rutherford eingehend untersuchte — Abklingen der durch Thoriumemanation induzierten Aktivität bei, das in der Langsamkeit seines Verlaufs ein ganz anderes Bild als das für Radium gültige darbietet. (Tabelle X.)

So weisen sowohl das Ergebnis der chemischen Untersuchung wie auch die physikalischen Eigenschaften der induzierten Aktivität mit Übereinstimmung darauf hin, dass das aktive Prinzip

Tabelle X.

Abklingen eines durch Thoriumhydroxyd aktivierten Bleidrahtes.

A. Beobachtete Kurve für die Zeit von $t = 0$ bis $t = 62$ Stunden.

Zeit	0	$\frac{1}{2}$	1	$1\frac{1}{2}$	4	16	21	42	62
J	40	48	53	59	53	26	18	3,5	1,3

des Fango und der verschiedenen Erdarten höchstwahrscheinlich Radium selbst ist. Rechnet man hinzu, dass nach den Untersuchungen der Herren Ebert[1]) und Himstedt[2]) die aktive Emanation, die entweder direkt dem Boden entnommen oder aus Quellwasser, in dem sie absorbiert enthalten war, durch Einblasen von Luft gewonnen ist, denselben Kondensationspunkt wie die des Radiums zeigt, so dürfte ein — zwar indirekter — Beweis für das Radium als letzte Ursache der Aktivität der Bodenluft und der der Atmosphäre für erbracht gelten können.

Wir bemerken noch, dass man Wasser, das frei von Emanation ist, also beim Hindurchpressen von Luft diese nicht in merklicher Weise aktiv und leitend macht, durch langen Kontakt mit Fango in wirksamen Zustand versetzen kann. Wir brachten am 23. August 1903 zwei Kilo Fango in einen Beutel aus Pergamentpapier und senkten diesen in 1—2 Liter unwirksamen Wassers ein. Am 22. September trieben wir 12 Liter Luft in langsamem Strome durch das Wasser unter die Glocke des Zerstreuungselektrometers. Es entstand eine Zunahme der Leitfähigkeit um mehr als das Doppelte, die nach Unterbrechung des Luftstroms bestehen blieb. Wurde die Luft in der Glocke erneuert und derselbe Versuch gemacht, nachdem das Wasser durch Auskochen von der in ihm enthaltenen Emanation befreit war, so blieb die Erhöhung der Leitfähigkeit aus.

Ohne Zweifel beladet sich in analoger Weise das Quellwasser beim Durchsickern durch aktive Erdschichten mit Emanation und zeigt dann die schon erwähnten von den Herren Sella und Pocchettino, J. J. Thomson und Himstedt untersuchten Wirkungen.

An den Nachweis der Radioaktivität, oder wie wir sagen wollen, des Radiumgehaltes des Fango und anderer Zersetzungsprodukte von Gesteinen schliessen sich von selbst noch einige Fragen an, auf die wir aufmerksam machen möchten.[1]) Die eine ist, ob auch in diesen Mineralien das Radium mit dem Uran vergesellschaftet auftritt. Ist das Verhältnis der Mengen des Urans zum Radium nur annähernd das wie in der Pechblende, so dürfte eine dahin zielende chemische Untersuchung des Fango nicht ganz aussichtslos sein. Eine andere Frage betrifft die mögliche Anwesenheit von Helium an solchen Orten, wo radioaktive Emanationen in besonders kräftiger Weise auftreten. In der That ist ja das Helium schon als Bestandteil mancher Thermalgase nachgewiesen; es wäre der Mühe wert, auch in den Gasen der Thermen von Battaglia danach zu suchen.

Ferner liegt es nahe zu erwägen, welche Aussicht etwa ein Versuch der Abscheidung des Radiums aus Fango bieten würde. Nach den Curies ist die Aktivität der Pechblende von Joachimsthal etwa zehnmal so gross wie die des Urankaliumsulfats, also nach den oben angeführten Zahlen das 1180 fache von der des Fango. Rechnet man auf eine Tonne Pechblende 1 gr Radiumgehalt, so würden 1180

1) H. Ebert, Sitzungsber. der Münchener Akademie, **33**, 1, 1903.

2) F. Himstedt, Berichte der Naturf. Gesellsch. zu Freiburg i. Br. **14**, 186, 1903.

1) Die hier angeregten Fragen sowie die am Schlusse gegebenen zusammenfassenden Bemerkungen decken sich in vieler Beziehung mit denjenigen, zu denen Herr Himstedt in der zuletzt citierten Abhandlung: „Über die radioaktive Emanation der Wasser- und Ölquellen“, die uns während des Abschlusses der vorliegenden Mitteilung zuging, geführt ist. Die Übereinstimmung ist um so bemerkenswerter, als Herr Himstedt eine von der unsrigen verschiedene Methode angewendet hat und in seiner ersten Arbeit — ebenso wie auch Herr J. J. Thomson — geneigt war, die Quelle der Erdbodenemanation anstatt in einem allgemein verbreiteten aktiven Stoffe in dem Kontakte der Luft mit Wasser zu suchen. Soweit unsere Untersuchungen bis Anfang September 1903 geführt waren, ist eine kurze Darstellung davon der letzten Versammlung der British Association in Southport bei Gelegenheit der Diskussion über Radioaktivität durch Herrn Dr. Lees mitgeteilt.

Tonnen Fango erst die gleiche Menge enthalten. Es kommt also der aktive Stoff hier in einer ganz ausserordentlichen Verdünnung vor, und es ist nur die ungemein empfindliche Reaktion auf das Elektroskop, die Ionisierung der Luft, durch die er sich verrät.

Andererseits ist es keineswegs ausgeschlossen, dass andere dem Fango nach Entstehungsart verwandte Produkte von Thermalquellen an sich schon eine weit beträchtlichere Anreicherung darbieten.

Es scheint wohl statthaft, die bisherigen Erfahrungen auf dem betrachteten Gebiete in folgender Weise zusammenzufassen.

Die feste Erdrinde ist die Quelle einer radioaktiven Emanation, die in gewisser nicht überall gleicher Dichtigkeit allgemein in der Bodenluft enthalten zu sein scheint. Von hier aus dringt sie einerseits durch Diffusion in die Atmosphäre besonders bei sinkendem Luftdruck ein und ist daher über dem Lande in grösserer Konzentration als über dem Meere vorhanden, andererseits löst sie sich in dem Wasser der Quellen und Brunnen und kann diesem vermittels Durchlüftung wieder entzogen werden. Der Ursprung dieser Emanation ist in einem verschwindend kleinen Gehalte an Radium in den verschiedenen Erdarten zu suchen, seine Gegenwart tritt verhältnismässig deutlich in thonhaltigen Erden hervor. Gewisse Thatsachen, wie das Vorhandensein starker Emanation in Kohlensäureexhalationen und Thermalquellen und die vergleichsweise starke primäre Aktivität des aus einer solchen stammenden Fangoschlammes scheinen darauf hinzudeuten, dass der Gehalt an Radium mit der Tiefe zunimmt oder vielleicht in vulkanischen Produkten besonders hoch ist.

Während des Drucks dieser Zeilen erhalten wir Kenntnis von zwei Arbeiten, deren Gegenstand zu dem der vorliegenden in Beziehung steht. Die erste (Water Radioactivity by E. P. Adams, Phil. Mag. 6. S. 563. 1909) bringt den Nachweis, dass hinsichtlich des Abklingens der induzierten Aktivität die Radiumemanation mit derjenigen übereinstimmt, die man aus Leitungswasser vermittels Durchlüftung gewinnen kann. Dies Ergebnis ist zu erwarten, da jene Emanation eben die des Erdbodens ist, die in dem Wasser gelöst war. Ferner findet Herr K. Koehler (Ann. d. Phys. 12, S. 1140. 1903) dass der Kontakt von Luft mit reinem Wasser, eine nachwirkende Quelle beider Ionenarten (wie es bei dem Vorhandensein aktiver Emanation der Fall sein müsste) nicht darstellt und konstatiert den Widerspruch seines Befundes mit den Ergebnissen von J. J. Thomson sowie denen der ersten Mitteilung von F. Himstedt.

Wolfenbüttel, im November 1903.

(Eingegangen 19. November 1903.)

Über die Veränderlickkeit der Grösse b der van der Waalsschen Zustandsgleichung mit der Dichte.[1])

Von J. D. van der Waals jr.

In erster Annäherung, d. h. wenn das Eigenvolum der Moleküle sehr viel kleiner ist als der Raum, in welchem sie sich befinden, bedeutet die Grösse b der Zustandsgleichung von van der Waals das vierfache Volum der Moleküle (welche Kugelform haben sollen) oder das halbe Volum der Deckungssphären; diesen Wert nennen wir b_∞. Van der Waals hat nun nachgewiesen, dass b einer Korrektion bedarf, weil die Deckungssphären einander teilweise bedecken. Zählt man den Raum, welcher zwei Deckungssphären gemein ist, nur einmal, so bekommt man

$$b = b_\infty - \frac{17}{32}\frac{b_\infty^2}{V}.$$

Auf einem anderen Wege fand Boltzmann

$$b = b_\infty - \frac{3}{8}\frac{b_\infty^2}{V}.$$

Bis jetzt war noch in keiner dieser Rechnungen ein Fehler nachgewiesen, so dass man nicht wusste, ob $\frac{17}{32}$ oder $\frac{3}{8}$ der richtige Wert war. Ich glaube jetzt diese Frage lösen zu können. van der Waals hat nämlich übersehen, dass auch die Wand teilweise innerhalb der Deckungssphären fällt und dass dafür auch eine Korrektion angebracht werden muss. Schliesslich zeigt sich die Korrektion nur abhängig von der Differenz der Bruchteile, welche angeben, welcher Teil der Deckungssphären und welcher Teil einer ebenen Wand innerhalb anderer Deckungssphären fällt. Wegen der Kugelform nämlich ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Punkt einer Deckungssphäre innerhalb einer anderen Deckungssphäre fällt, grösser wie die korrespondierende Wahrscheinlichkeit für einen Punkt einer ebenen Wand.

Eine leichte Rechnung giebt nun

$$b = b_\infty - \frac{3}{8}\frac{b_\infty^2}{V}$$

den Wert, schon gefunden von Boltzmann, der aber einer längeren Kalkulation bedurfte.

1) Ausführlich in Arch. Néerl. 8, 285, 1903.

(Eingegangen 19. November 1903.)

Einige Versuche über Elektrizitätszerstreuung in Luft.[1])

Von R. Börnstein.

Die elektrische Leitfähigkeit der Luft hat sich bei neueren Untersuchungen abhängig von

1) Vorgetragen in der Sitzung d. Deutsch. Physik. Ges. vom 13. November 1903.

mancherlei Einwirkungen gezeigt, die ihrerseits wiederum durch örtliche Besonderheiten beeinflusst erscheinen. In der Absicht, solche Einzelheiten am hiesigen Orte zu untersuchen, wurden die im nachfolgenden beschriebenen Beobachtungen unternommen.

Zu den Messungen diente der bekannte Zerstreuungsapparat von Elster und Geitel mit Bernsteinisolierung, hergestellt von O. Günther in Braunschweig, dessen Gehäuse, Schutzcylinder und Deckel stets zur Erde abgeleitet wurden. Um störende Ladungsvorgänge in der Isolierungsvorrichtung zu vermeiden, wurde sorgfältig darauf geachtet, dass das Instrument vor jeder Ablesung eine Viertelstunde lang mit Ladung desjenigen Vorzeichens versehen war, welches für die bevorstehende Messung in Betracht kam. Die vortreffliche Isolierung gestattete es, die ohne Zerstreuungskörper etwa geschehende Abgabe von Elektrizität zu vernachlässigen und die Beobachtungsergebnisse durch die Grössen darzustellen:

$$E = 100 \log V_0 / V; \quad a = E / 15 . 0{,}4343 \, (1 - n),$$

worin V_0 die in Volt ausgedrückte Ladung des Elektrometers bei Beginn der Messung bedeutet, V dasselbe 15 Minuten später, E die inzwischen vom Zerstreuungskörper neutralisierte Elektrizitätsmenge, n das Verhältnis der Kapazitäten des Elektroskopes ohne und mit Zerstreuungskörper. Dann ist a das übliche Mass für die Zerstreuung.

Zunächst untersuchte ich die Leitfähigkeit von Kellerluft. Die Herren Elster und Geitel[1]) fanden in der Baumannshöhle die Elektrizitätszerstreuung neunmal gegen die Aussenluft vermehrt, in einem Wolfenbütteler Keller sechsmal, während von anderen Orten grössere [München][2]) und kleinere [Clausthal und Zinnowitz][1]) Unterschiede gemeldet, im Kalisalzbergwerk bei Vienenburg[1]) sogar eine geringere Leitfähigkeit als aussen gefunden wurde. Neuerdings hat Herr Gockel[3]) in Freiburg (Schweiz) einen in Süsswasser-Molasse-Boden liegenden Keller untersucht und dort die Leitfähigkeit wenig grösser als im Laboratorium und bedeutend schwächer als in der freien Luft gefunden; dagegen wies Herr Himstedt[4]) in Freiburg (Baden) fünf- bis sechsmal stärkere Zerstreuung in der Luft eines seit drei Wochen verschlossenen Kellers, verglichen mit Zimmerluft, nach.

Von den meinerseits untersuchten beiden Kellern ist der eine gegen 20 cbm gross und an mein im Berliner Vorort Wilmersdorf gelegenes Wohnhaus derartig herangebaut, dass sein mit Ziegeln belegter Fussboden sowie drei seiner Seitenwände in dem umgebenden Sandboden liegen, während die vierte Seite an das Haus grenzt und hier durch Treppe und Fallthür mit den höher gelegenen Räumen verbunden ist. Leider ist der Luftabschluss von dieser Seite recht unvollkommen, und ausserdem trägt die Decke des Kellers, welche in Höhe des äusseren Erdbodens liegt, zwei mit Ventilationsöffnungen versehene Erhöhungen. Diese Öffnungen, sowie die Eingangstür wurden drei Tage lang verschlossen gehalten, ehe die Versuche begannen. Die Messungen fanden abwechselnd im Keller und in meinem, im hochliegenden Erdgeschoss desselben Hauses befindlichen Arbeitszimmer nahe an dem geöffneten Fenster statt. Die erste Versuchsreihe vom 24. bis 26. April d. J. zeigte sehr geringe Unterschiede, sogar etwas kleinere Zerstreuung im Keller. Eine zweite Reihe vom 12. bis 14. Mai ergab als Mittel:

	a_-	a_+
im Keller	0,68	0,56
im Arbeitszimmer .	0,46	0,43

Die Anfangsladungen des Zerstreuungskörpers lagen dabei zwischen 210 und 220 V, der Ladungsverlust in 15 Minuten betrug durchschnittlich:

im Keller . . .	$-11{,}4\ V$	$+9{,}6\ V$
im Arbeitszimmer	$-8{,}8\ V$	$+7{,}2\ V$

Hierauf setzte ich die Messungen im Gebäude der Landwirtschaftlichen Hochschule fort, und zwar in einem Keller von etwa 19 cbm Grösse, der mit einer Wand an den äusseren Boden (feinkörniger Talsand), im übrigen an Nachbarräume grenzte; der Fussboden ist gleichfalls mit Ziegeln belegt. Eine Tür, ein Fenster und ein Ventilationsschacht wurden vier Tage lang möglichst gut verschlossen gehalten, und dann die Messungen ausgeführt und sogleich im physikalischen Laboratorium im zweiten Stockwerk der Hochschule unmittelbar neben dem offenen Fenster wiederholt. Die Messungen vom 15. Mai ergaben:

	a_-	a_+
im Keller . . .	0,84	0,84
im Laboratorium .	0,64	0,49

Die Ladungsverluste betrugen im Keller -15 und $+15$, im Laboratorium -12 und $+8\ V$.

Ganz ähnlich verlief eine im Juli ausgeführte Beobachtungsreihe, welche noch etwas mehr Überschuss der Zerstreuung im Keller ergab, und hieraus darf wohl gefolgert werden, dass auch in hiesiger Gegend die Luft in Kellern

1) Elster und Geitel, Denkschr. d. luftelektr. Komm. f. d. Versamml. d. kartell. Akad. München 1903. Diese Zeitschr. 4, 522, 1903.

2) Ebert, Denkschr. d. luftelektr. Komm. f. d. Versamml. d. kartell. Akad. Göttingen 1902. Diese Zeitschr. 4, 93, 1902.

3) Gockel, Diese Zeitschr. 4, 604. 1903.

4) F. Himstedt, Ber. der Naturf. Ges. Freiburg 13, 101, 1903. Diese Zeitschr. 4, 482, 1903; Ann. d. Phys. 12, 107, 1903.

grössere Leitungsfähigkeit hat als in anderen Räumen. Freilich ist der Unterschied recht gering, und es bedarf noch weiterer Untersuchung, ob vielleicht ein besserer Abschluss der Keller nach aussen hin und ein weniger dichter Fussboden grössere Zerstreuungswerte in der Kellerluft hätten auftreten lassen.

In Ergänzung dieser Versuche wurde nun Luft aus dem Boden gesaugt und auf Leitfähigkeit geprüft. Solche Versuche sind zuerst von Elster und Geitel[1]) ausgeführt, welche im ton- und kalkhaltigen Gartenland von Wolfenbüttel zwischen 16- und 4mal, in Einzelfällen bis zu 30mal grössere Elektrizitätszerstreuung durch Bodenluft, wie in reiner Zimmerluft fanden. In München massen Ebert und Ewers[2]) eine auf das 22fache erhöhte Leitfähigkeit der Bodenluft und fanden dabei stets die Zerstreuung der positiven Ladung etwas kleiner, als diejenige der negativen. Die in verschiedenen anderen Gegenden angestellten Versuche[3]) ergaben Zahlen, welche zwischen den genannten und 1,01 für Wilhelmshöhe (Basalt) liegen; Gockel[4]) fand in Freiburg (Schweiz) in einem Boden aus Süsswasser-Molasse, stellenweise mit Diluvialgeschiebe bedeckt, etwa dreimal so grosse Leitfähigkeit wie in Zimmerluft.

Zum Ansaugen der Bodenluft benutzte ich ein für geologische Zwecke hergestelltes Stahlrohr, dessen Höhlung durch einen Stahlstab ausgefüllt wird. An der Aussenseite des unteren Endes trägt das Rohr ein Gewinde, dessen Spitze durch das herausragende Stabende gebildet wird, oben wird durch einen aufgeschraubten Griff das Rohr verschlossen und der Stab an seiner Stelle festgehalten. Ist das Rohr in den Boden geschraubt, so kann nach Abnehmen des Griffes ein zweites Rohr gleicher Art mittels passender Gewinde an das erste gesetzt und eine Tiefe von 2 m erreicht werden. Entfernt man dann den inneren Stab und setzt ein Schlauchstück an das obere Rohrende, so liefert der Apparat in Verbindung mit einer Flasche, aus welcher Wasser ausfliesst, Bodenluft, und zwar aus der unmittelbaren Umgebung des unteren Rohrendes; denn das Ganze ist so glatt in die Erde gebohrt, dass ein Festtreten oder Angiessen nicht erforderlich ist. Diese Vorrichtung, deren Benutzung ich der Freundlichkeit meines Kollegen, des Herrn Professor Gruner, verdanke, wurde im Hofe der Landwirtschaftlichen Hochschule, nahe bei dem vorerwähnten Keller benutzt, um mehrere Glasflaschen von etwa je 10 Liter Inhalt mit Bodenluft aus 1 bis 2 m Tiefe zu füllen. Auch hier besteht der Boden aus feinkörnigem, steinfreiem, sogenanntem Talsand.

Zur Untersuchung der Luft diente ein Glascylinder von etwa 12 Liter Inhalt, 18 cm Durchmesser und 47 cm lichter Höhe, der aufrecht stehend oben und unten mit luftdicht schliessenden und je einen Stopfen tragenden Deckeln versehen, sowie innen mit Drahtnetz ausgekleidet war. Jeder der Stopfen enthielt ein Glasrohr zum Ein- und Ausfüllen der Luft, ferner eine Drahtleitung, welche unten dauernd die Erdleitung für das Drahtnetz und das Gehäuse des Zerstreuungsapparates bildete, oben nach Bedarf die Ladung des Zerstreuungskörpers ermöglichte. In diesem Cylinder war der Zerstreuungsapparat ohne Schutzcylinder und Deckel aufgestellt und konnte durch das Drahtnetz hindurch beobachtet werden. Durch ein Bleirohr von etwa 3 m Länge war der Versuchscylinder mit der Wasserluftpumpe verbunden. Mit deren Hilfe wurde am 5. Juni der Cylinder bis auf etwa 90 mm Quecksilberdruck entleert und sodann mit Bodenluft gefüllt, die unmittelbar vorher aus dem Boden entnommen war und deren Raum in den Flaschen durch Wasser ausgefüllt wurde. Zu den nachfolgenden Messungen wurde dem Zerstreuungskörper jedesmal eine Ladung von nahezu + oder — 200 V erteilt. Die Zerstreuung wird angegeben durch die Grösse a, daneben in Klammern durch die Anzahl der in einer Viertelstunde neutralisierten Volt. Es fand sich:

	a_-	a_+
am 5. Juni . . .	—	3,71 (70 V)
1½ Stunde später	5,54 (95 V)	—
am 6. Juni . . .	4,68 (84 V)	—
½ Stunde später	—	4,84 (88 V)
am 8. Juni . . .	—	2,56 (62 V)
½ Stunde später	2,62 (51 V)	—

An den folgenden Tagen nahmen die Beträge stetig ab, und die mit Ausnahme des 7., 9. und 14. bis zum 20. Juni täglich ausgeführten Messungen von a_- und a_+ lassen erkennen, dass die Leitfähigkeit zuerst erheblich vermehrt war und am ersten Tage noch stieg, dann aber langsam sank, bis nach etwa zwei Wochen der gewöhnliche Wert für Zimmerluft mit $a = 0,2$ bis 0,3 (5 bis 6 V) wieder erreicht war. Die grösste beobachtete Leitfähigkeit der Bodenluft erwies sich etwa 20mal so gross, als diejenige der Zimmerluft. Dies ganze Verhalten entspricht den vorher genannten, in München gewonnenen Beobachtungen. Ob hier auch Unipolarität in der Bodenluft herrscht, kann aus den Einzelmessungen nicht entnommen werden, weil in den dazwischen liegenden beträchtlichen Zeiten zweifellos erhebliche Änderungen der

1) Elster und Geitel, Diese Zeitschr. **3**, 574, 1902.
2) Ebert und Ewers, Diese Zeitschr. **4**, 162, 1902.
3) Zusammengestellt bei Elster und Geitel, vgl. Citat aus 1903.
4) A. Gockel, Diese Zeitschr. **4**, 604, 1903.

Leitfähigkeit stattfanden. Vereinigt man aber die ersten 6 (5. bis 12. Juni) und die ersten 12 (5. bis 20. Juni) Beobachtungstage zu Mittelwerten, so findet sich:

	a_-	a_+
Durchschnitt der ersten 6 Tage	2,71 (52 V)	2,68 (47 V)
Durchschnitt der ersten 12 Tage	1,61 (31 V)	1,39 (28 V)

Da an den einzelnen Tagen immer abwechselnd mit positiver oder mit negativer Ladung begonnen wurde, beziehen sich die Mittelwerte nahezu auf den gleichen Zeitpunkt und können in der That dahin gedeutet werden, dass in der untersuchten Bodenluft eine stärkere Zerstreuung der negativen Elektrizität stattfand.

Am 22. Juni wurde der Versuch nochmals begonnen. Bodenluft aus 1 m Tiefe an der nämlichen Stelle entnommen und in den Versuchscylinder gebracht, lieferte folgende Zerstreuungswerte:

	a_-	a_+
am 22. Juni . . .	—	4,53 (80 V)
1/2 Stunde später	6,02 (98 V)	—
am 23. Juni . . .	5,07 (92 V)	—
1/2 Stunde später	—	5,08 (88 V)

Hierauf wurde der Versuchscylinder mit Zimmerluft ausgespült und von neuem mit Bodenluft gefüllt, die am Vortage aus etwa 1,70 m Tiefe gesogen und in einer Glasflasche aufbewahrt war. Es wurde zunächst nur die Zerstreuungsgeschwindigkeit positiver Ladungen gemessen, um den zeitlichen Verlauf einigermassen ununterbrochen zu verfolgen, und dabei ergaben sich Werte, die mit $a_+ = 4{,}78$ (87 V) beginnend, innerhalb dreier Stunden bis $a_+ = 6{,}87$ (99 V) stiegen. Bei derselben Füllung des Cylinders wurde am 24. Juni $a_+ = 6{,}62$ (96 V) und vier Stunden später $a_+ = 6{,}88$ (101 V), am 25. Juni $a_+ = 5{,}11$ (78 V) gefunden.

Die hierauf neu in den Cylinder gefüllte Bodenluft hatte sich drei Tage lang in den Glasflaschen befunden, zeigte aber auch noch deutlich vermehrte Leitfähigkeit, namentlich für negative Elektrizität. Es liess also auch dieser zweite Versuch erkennen. dass die aus dem Boden geholte Luft an Leitungsfähigkeit zuerst noch zunahm, und dass die Negativzerstreuung überwog. Der erreichte Maximalwert betrug hierbei fast das 30fache der für Zimmerluft ermittelten Grösse.

Schreibt man diese Erscheinungen dem Einfluss der auf die Keller- und Bodenluft wirkenden Erdmassen zu, so erscheint es denkbar, die wirksame „Emanation" des Bodens auch im Grundwasser zu finden. Demgemäss untersuchte ich den Einfluss des Wassers, welches einer in Wilmersdorf neben dem Hause stehenden Pumpe entnommen war, auf den Zerstreuungsapparat. Durch vorausgehendes Abpumpen wurde das in der Röhre befindliche Wasser entfernt und mit dem hierauf ausfliessenden Wasser Fliesspapierstreifen benetzt, die sogleich an die Innenseite des Schutzcylinders gelegt wurden. Der nach oben durch den Deckel abgeschlossene Innenraum dieses Cylinders und somit die unmittelbare Umgebung des Zerstreuungskörpers erfüllte sich nun mit dem Dampf jenes Wassers. Es gelang aber nicht, eine deutliche Änderung der Zerstreuungsgeschwindigkeit hierbei zu bemerken.

Um auch an der zweiten Beobachtungsstelle eine etwaige Beeinflussung der Versuche durch das Grundwasser zu berücksichtigen, setzte ich dort die Beobachtungen fort. Drei Glasgefässe wurden mit durchbohrten Stopfen und je zwei Glasröhren so eingerichtet, dass Luft in kleinen Blasen hindurchgesaugt werden konnte und dabei insgesamt eine Wasserschicht von 90 cm durchlaufen musste. Diese Gefässe wurden mit dem zu untersuchenden Wasser gefüllt, der Versuchscylinder durch die Wasserluftpumpe auf 80 bis 100 mm Quecksilberdruck (bei Untersuchung des Brunnenwassers auf 40 mm) evakuiert und hierauf mit Zimmerluft gefüllt, welche langsam in kleinen Bläschen durch die Wassergefässe perlte. Es ergab sich durchaus keine Zunahme der Zerstreuungsgeschwindigkeit, gleichviel ob die Gefässe mit Leitungswasser gefüllt waren oder mit dem Wasser einer Pumpe, in deren unmittelbarer Nähe die vorher erwähnten Luftproben aus dem Boden entnommen waren. Ebenso verliefen Versuche, bei denen der Versuchscylinder einerseits mit der Pumpe, andererseits mit den Wassergefässen verbunden war und Luft bis zur Dauer von zwei Stunden hindurchgeführt wurde. Ihre Leitungsfähigkeit unterschied sich nicht merklich von den vorher und nachher gemessenen Beträgen.

Während diese letztere Wahrnehmung mit den Angaben von Himstedt[1]) nicht übereinstimmt, verlief ein anderer Versuch hier genau so, wie bei diesem und einigen anderen Beobachtern, nämlich die Vermehrung der Leitfähigkeit von Luft, die mittels eines Wassergebläses in sehr innige Berührung und Mischung mit Wasser gebracht wird. Von J. J. Thomson[2]), Pocchettino und Sella[3]), Ebert[4]) und Himstedt wird berichtet, dass auf solche Art die Leitfähigkeit bis auf den zwanzigfachen (Thomson) Wert gesteigert werden kann. Bei Thomson erscheint die Positivzerstreuung grösser, bei den anderen Beobachtern wird ein solcher

1) Himstedt, l. c., S. 105; Ber. d. Naturf.-Ges., Freiburg 14, 181, 1903.

2) J. J. Thomson, Proc. Cambr. Phil. Soc. 11, 505, 1901—1902; Phil. Mag. (6) 4, 352, 1902.

3) A. Pocchettino und A. Sella, Rend. Linc. (5) 11, [1], 527, 1902.

4) H. Ebert, Münch. Sitzber. 33, 133, 1903.

Unterschied nicht angegeben. Es wurde nun an derselben Wasserleitung, die zu den eben beschriebenen und negativ ausgefallenen Versuchen das Wasser geliefert hatte, eine Geisslersche Wasserluftpumpe angebracht und mit ihrem Saugrohr eine Bleiröhre von 3 m Länge verbunden, die zu dem vorher beschriebenen gläsernen Versuchscylinder führte und aus dessen oberer Zuleitung die Luft heraussog. Der untere Teil der Geisslerpumpe war mittels Stopfens luftdicht in eine Glasglocke von etwa 3,5 Liter Grösse geführt, welche in einer flachen Glasschale stand, so dass das aus der Pumpe in die Glocke tretende Wasser über den Rand der Schale abfloss. Vom Oberteil der Glocke führte ein zweites Bleirohr die in der Glocke zusammengedrückte Luft nach dem unteren Zuleitungsrohre des Versuchscylinders. Es war also die in den Apparaten (Versuchscylinder und Glocke) eingeschlossene Luft in dauerndem Kreislauf und wurde dabei in der Pumpe sehr innig mit beständig erneuertem Wasser gemischt.

Ein mit dieser Vorrichtung ausgeführter Versuch lieferte folgende Zahlen. Nachdem alle Apparatteile miteinander verbunden waren, betrug im Cylinder die Zerstreuung der jetzt darin befindlichen Zimmerluft:

a_-	a_+
0,29 (7,5 V)	0,28 (7 V)

Als hierauf ohne sonstige Änderung die Pumpe anderthalb Stunden in Gang gewesen war, fand sich:

	a_-	a_+
		2,38 (49,5 V)
eine halbe Stunde später	3,44 (63 V)	—
am folgenden Tage .	4,11 (70 V)	—
eine halbe Stunde später	—	3,39 (57,5 V)
noch eine halbe Stunde später	3,67 (63 V)	—
noch eine halbe Stunde später	—	3,00 (53 V)

Also Zunahme der Leitfähigkeit auf ungefähr das Zehnfache des Anfangswertes, Erreichung des Höchstbetrages am zweiten Tage, und anscheinend etwas stärkere Vermehrung der Negativzerstreuung.

Ein zweiter Versuch verlief an einem anderen Tage ganz ähnlich; die Pumpe wirkte eine halbe Stunde lang und hob die Leitungsfähigkeit auf den drei- bis vierfachen Wert.

Um diesen Vorgang weiter zu verfolgen, wurde nun versucht, durch inniges Berühren und Mengen der Luft mit Wasser auch auf andere Weise die gleiche Wirkung zu erzielen. Eine gläserne Flasche von etwa 1 Liter Inhalt wurde mit doppelt durchbohrtem Stopfen, Zuflussrohr und Heber versehen. Durch das Zuflussrohr und einen Schlauch wurde aus der Wasserleitung beständig Wasser zugeführt, durch den Heber ebensoviel entfernt, so dass eine fortwährend erneuerte Wassermenge von etwa 200 bis 300 ccm sich in der Flasche befand. Durch kräftiges Schütteln mit den Händen brachte man die in der Flasche vorhandene Luft in innige Berührung mit dem Wasser und sog, als diese Bewegung 20 Minuten gedauert hatte, die Luft in den Versuchscylinder. An einem anderen Tage wurden drei Literflaschen zu etwa einem Viertel mit Wasser gefüllt, fest verschlossen und nun anderthalb Stunden lang in einer für chemische Zwecke gebauten Schüttelvorrichtung lebhaft bewegt. In den Versuchscylinder übergeführt, bewirkte die aus diesen Flaschen kommende Luft ebensowenig eine vermehrte Zerstreuungsgeschwindigkeit, wie das in dem vorigen Versuche geschehen war.

Mehr Erfolg brachte ein anderes Verfahren. Eine Glasflasche von nahezu 10 Litern Inhalt wurde mit doppelt durchbohrtem Kork, Zufluss- und Heberrohr versehen; das Zuflussrohr endete dicht unter dem Kork und trug hier mittels eines kurzen Stückes Kautschukschlauch ein in senkrechter Stellung befindliehes Messingrohr von etwa 1 cm Weite und 5 cm Länge, in dessen Wand nahe über dem verschlossenen unteren Ende zwölf feine Öffnungen gebohrt waren. Wurde das Zuflussrohr mit der Wasserleitung verbunden, so konnte man in zwölf dünnen Strahlen Wasser in die Flasche treten und gleichzeitig durch das Heberrohr eine ebenso grosse Wassermenge ausfliessen lassen. Der stationäre Zustand war leicht zu erreichen durch passende Höhenlage des äusseren Heberendes, welches mittels eines Schlauches an das im Stopfen befestigte Heberrohr angesetzt war. Der Wasserspiegel wurde in nahezu gleichbleibender Höhe erhalten, so dass die Austrittsöffnungen des Wassers sich etwa 15 bis 20 cm darüber befanden und die Strahlen teils die Wasserfläche, teils auch die innere Glaswand trafen. Auch hier war also die Luft der Flasche mit fortwährend erneuertem Wasser in Berührung, und wenn nach etwa zweistündiger Einwirkung diese Luft in den Versuchscylinder übergeführt wurde, fand man daselbst die Zerstreuungsgeschwindigkeit gegen vorher auf den zwei- bis dreifachen Wert erhöht. Dabei schien die negative Ladung verhältnismässig rascher als die positive zerstreut zu werden.

Zusammengefasst lauten die Ergebnisse dieser Versuche also: Durch Berührung mit Wasser konnte die Leitungsfähigkeit der Luft nicht merklich beeinflusst werden, solange eine abgeschlossene, begrenzte Wassermenge zur Wirkung kam. Wenn aber eine fortwährend erneute Wassermasse auf die Luft wirkte, wuchs deren Leitfähigkeit deutlich.

Dies sowie die grosse Leitfähigkeit der Bodenluft lassen die Meinung zu, dass in dem untersuchten Wasser die „Emanation", welcher

man die beobachteten Wirkungen zuzuschreiben pflegt, in sehr geringer Menge vorhanden ist, dass sie an Luft abgegeben werden kann und in dieser merkliche Änderungen erst hervorbringt, nachdem die Luft mit einer ausreichend grossen Wassermenge in Berührung war.

Ausdrücklich sei noch bemerkt, dass eine Beeinflussung der Versuche durch Radium oder eine ähnliche Substanz ausgeschlossen ist, denn dergleichen Körper sind in meinem Laboratorium noch niemals benutzt worden.

Berlin, Landwirtschaftliche Hochschule.

(Eingegangen 22. November 1903.)

Über eine einfache Methode zur Erzeugung synchroner Rotationen an zwei entfernten Stationen unter Verwendung des Frequenzzeigers von R. Hartmann-Kempf.[1])

Von A. Korn.

Für die telegraphische Übertragung von Photographien, Halbtongravüren, Handschriften, Zeichnungen u. s. w. wird es wohl stets von grösster Bedeutung sein, zwei synchron rotierende Walzen auf den beiden Stationen (Gebe- und Empfangsstation) zur Verfügung zu haben. Bei Handschriften und Zeichnungen kann man sich, bei Verwendung von zwei Leitungsdrähten, von der Synchronismusvorrichtung unabhängig machen (man vgl. z. B. das Prinzip des Grayschen Telautographen), für Photographien und Halbtongravüren dürfte aber eine solche Einrichtung stets eine notwendige Vorbedingung sein.

Zur Übertragung von Photographien und Halbtongravüren wird man wohl stets das Bild in eine grosse Zahl kleiner Flächenelemente zu zerlegen haben, welche einzeln telegraphisch übertragen werden müssen, und zwar so, dass nicht nur die Tönung jedes Elementes, sondern auch die relative, geometrische Lage je zweier Elemente richtig wiedergegeben wird. Im Besitze synchroner Rotationen an den beiden Stationen wird man während jeder Umdrehung der Walzen je eine Zeile des Bildes übertragen können, deren Höhe der Höhe der gewählten Flächenelemente entspricht; während jeder Umdrehung wird man zweckmässig beide Walzen in der Achsenrichtung um die Zeilenhöhe verschieben, so dass sich die einzelnen Zeilen schraubenförmig um die Walzen lagern und allmählich das ganze Bild zusammensetzen.[2])

Das Problem zerlegt sich in zwei Teile, einmal müssen die beiden Walzen in gleicher[1]) Umdrehungsgeschwindigkeit erhalten werden, soweit dies praktisch möglich ist, und zweitens muss durch Korrekturen nach nicht zu langen Zeitintervallen verhindert werden, dass die praktisch unvermeidlichen kleinen Fehler sich zu merklichen Fehlern addieren. Die technischen Mittel, um diese Aufgaben zu lösen, sind zwar im Prinzip vollständig bekannt; immerhin dürfte die vorliegende Zusammenstellung zur Erreichung des gewünschten Endzweckes wegen ihrer Einfachheit und relativen Billigkeit von Interesse sein, vor allen Dingen aber dadurch, dass sie — gegenüber vielen anderen Vorschlägen — praktisch ausgeführt ist und thatsächlich durchaus zweckentsprechende Resultate geliefert hat.

1. Methode zur Erzeugung gleichförmiger Rotationen mit bestimmter Geschwindigkeit.

Die gleichförmigste Rotation besitzt unzweifelhaft der Elektromotor, und zwar von Gleichstrommotoren der Nebenschlussmotor. Damit der Einfluss der äusseren von dem Motor zu leistenden Arbeiten vernachlässigt werden kann, muss die Leistung des Motors entsprechend gross gegen die zu der Walzen- und Ankerbewegung erforderliche Leistung gewählt werden. Für unsere Zwecke genügte ein halbpferdiger Motor vollständig, selbst dann noch, wenn derselbe gleichzeitig zur Umformung von 220 Watt in Wechselstrom verwendet wurde. Zur Messung und Einstellung der Geschwindigkeit wurde jeder Motor mit Schleifringen zur Abnahme von Wechselstrom versehen und dieser zu je einem Frequenzzeiger von Hartmann-Kempf[2]) geführt. Dieser Frequenzzeiger (Fig. 1) beruht bekanntlich auf dem Prinzip, dass von einer Reihe abgestimmter Federn diejenige durch einen von Wechselstrom gespeisten Elektromagneten zu starkem Mitschwingen gebracht wird, deren Schwingungszahl mit der Frequenzzahl des Wechselstromes in Resonanz ist.

1) Bei der Ausarbeitung dieser Methode, sowie bei meinen telephotographischen Versuchen, über deren Fortschritte ich gleichfalls demnächst in dieser Zeitschrift berichten werde, wurde ich von meinem Assistenten, Herrn G. Will, in dankenswertester Weise unterstützt.

2) In früheren Zeiten ist an Stelle der synchronen Rotationen die Verwendung synchroner Pendel zur Erreichung desselben Zweckes vorgeschlagen worden und auch zur Ausführung gekommen (man vgl. das Prinzip des Casellischen Pantelegraphen); das (im Prinzip wohl auf Bakewell zurückgehende) Verfahren der synchronen Rotationen hat demgegenüber die beiden Vorteile der Zeitersparnis und der Gleichförmigkeit der Bewegungen.

1) Unter der Annahme, dass die Walzen gleichen Durchmesser haben; im anderen Falle muss, damit die Richtigkeit des Bildes gewahrt wird, die Umdrehungsgeschwindigkeit dem Walzendurchmesser umgekehrt proportional sein. Die Walze mit grösserer Umdrehungsgeschwindigkeit muss dann nach jeder Umdrehung um die Differenz der Umdrehungszeiten aufgehalten werden. Ich erwähne dies schon an dieser Stelle, weil bei der vorliegenden Methode thatsächlich — ähnlich wie bei dem Baudot-System — durch die Verwendung nicht völlig gleicher Umdrehungsgeschwindigkeiten die Korrekturvorrichtung vereinfacht wird.

2) R. Hartmann-Kempf, E. T. Z. 1901, S. 9. Diese Zeitschrift 2, 546, 1901; diese Frequenzzeiger werden von der Firma Hartmann & Braun, Frankfurt a/M.-Bockenheim, hergestellt.

Fig. 1.

Frequenzzeiger von Hartmann & Braun.

Fig. 2. Schaltung für die Geschwindigkeits-Regelung

In Fig. 1 stellen η_1, η_2 und η_3 drei solche Federn dar, welche bezw. die Schwingungszahlen von 99, 100 und 101 haben, $\varkappa_1$ und $\varkappa_2$ die Klemmschrauben zur Zuführung des Wechselstromes, der durch die Wickelung ν den aus Transformatorblechen bestehenden Eisenkern μ umkreist. Die Skizzen α, β, γ, δ stellen die Vorderansicht der in Thätigkeit gesetzten Federn[1]) bei aufgesetztem Gehäuse dar, bei den Frequenzzahlen 99, $99\frac{1}{4}$, $99\frac{1}{2}$, 100. Mit Hilfe eines Widerstandes w_n im Nebenschlusse des Motors kann die Frequenzzahl leicht auf $\frac{1}{4}$ Proz. genau eingestellt werden; durch automatische Einstellung wird fraglos noch eine wesentlich höhere Genauigkeit erzielt werden können, im besonderen, wenn die den Motor speisenden Spannungen sehr konstant sind (wie z. B. bei Verwendung von Akkumulatorenbatterien). Erhält man durch Regelung des Widerstandes w_n fortwährend das Bild δ, so ist man (bei einem zweipoligen Motor) sicher, dass derselbe bis auf $\frac{1}{4}$ Proz. genau 3000 Umdrehungen in der Minute macht.

In Fig. 2 ist die Schaltung des Motors und des Regulierapparates schematisch dargestellt.

Es sind darin B_1 B_2 die Gleichstrombürsten, C der Kollektor des Motors, S_1 S_2 die Schleifringe, b_1 b_2 die Bürsten zur Abnahme des Wechselstromes, R ein Vorschaltwiderstand für den Frequenzzeiger H & B, w_a der Anlasswiderstand des Motors, w_n der Regulierwiderstand im Nebenschluss.

2. Korrektur des Synchronismus.

Zur Vereinfachung der Korrektur werden, wie wir bereits in der Anmerkung 1, S. 25, rechte Spalte angedeutet haben, die Geschwindigkeiten der Motoren auf den beiden Stationen ein wenig voneinander verschieden gewählt. Auf der einen Station (I) wählen wir die Frequenzzahl $99\frac{1}{2}$, auf der anderen Station (II) die Frequenzzahl $100\frac{1}{2}$. Die Vereinfachung der Korrektur besteht jetzt darin, dass die Regulierung nur in einer Richtung erforderlich ist: Die schneller rotierende Walze muss nach jeder Umdrehung um $\left(\frac{1}{100} + \varepsilon\right)$ der Umdrehungszeit aufgehalten werden, wo ε den positiven oder negativen, relativen Synchronismusfehler vorstellt.

In Fig. 3 stellen A_1 bezw. A_2 die beiden Walzenachsen auf den beiden Stationen dar. Dieselben sind bezw. mit den Motorachsen zwangläufig so gekuppelt, dass sie je nach Wunsch eine Umdrehung in 1, in 5 oder in 20 Sekunden[1]) machen. Die Achse A_2 sei die um 1 Proz. rascher rotierende. Sie wird nach jeder Umdrehung, die etwa eine Sekunde sei, um etwa $\frac{1}{100}$ Sekunde durch ein Häkchen an dem Hebel h_1 aufgehalten, welcher die Nase p an der Walze r_3 ergreift. Diese gleitet auf der Achse A_2 mit sanfter Reibung, welche aber doch gross genug ist, um unmittelbar nach dem Freiwerden der Nase p die Walze r_3 mit voller Geschwindigkeit mitzunehmen. (Eine Reguliervorrichtung für die Grösse der Reibung ist zweckmässig.) Das Freiwerden der Nase p tritt ein, sobald ein ganz bestimmter Punkt d_1 der Walze r_1 (bezw. d_2 auf r_2) an dem Punkte t_1 des Hebels u_1 (bezw. an dem Punkte t_2 des Hebels u_2) anlangt, und zwar dadurch, dass in jenem Momente ein Stromstoss von Station I nach Station II geht und den Hebel h_1 abreisst.

1) Die in Bewegung befindlichen Federn sind schraffiert.

1) Für die Zwecke, zu denen die synchronen Rotationen gebraucht wurden, waren diese Transmissionsverhältnisse $\left(\frac{1}{50}, \frac{1}{250}, \frac{1}{1000}\right)$ besonders geeignet; doch könnte man natürlich ebenso leicht andere Transmissionsverhältnisse verwenden.

Fig. 3

Correctur des Synchronismus.

Die Thätigkeit des Telegraphierens muss also nach jeder Walzenumdrehung für eine kleine Zeit (etwa 2 Proz. der Umdrehungszeit) unterbrochen werden; abgesehen von dieser kurzen Zeit ist die Linie L für die Telegraphierströme frei. In Fig. 3 gehen diese Ströme z. B. von dem positiven Pole der Batterie E, durch den Umschalthebel u_1, den Kontakt k_1, die Linie L, den Umschalthebel u_3, den Kontakt c_1, den Empfangsapparat g zur Erde, durch den Kontakt k_2, den Umschalthebel u_2 zum negativen Pol der Batterie E. Während dieser Zeit hält der durch einen der Batterie e entnommenen Ruhestrom bethätigte kleine Magnet m_2 den Hebel h_1 fest, auch dann noch, wenn der an der Walze r_3 angebrachte Nocken d_3 (der so angebracht ist, dass d_3 an dem Punkte t_3 immer ein wenig früher — etwa 1 Proz. der Umlaufszeit früher — anlangt als d_1 bezw. d_2 an t_1 und t_2) den Umschalthebel u_3 von c_1 nach c_2 hebt. In diesem Augenblicke ist der Empfangsapparat g ausgeschaltet, die Station II für die Korrektur des Synchronismus bereit. Dieselbe erfolgt nun, wenn d_1 (d_2)[1] den Punkt t_1 (t_2) passiert; dadurch wird ein den früheren Strömen entgegengesetzter Strom nach Station II gesandt, der Hebel h_2 abgehoben, dadurch der von e gespeiste Ruhestrom unterbrochen, der Magnet m_2 ausser Thätigkeit gesetzt, und die Feder f_1 reisst den Hebel h_1 ab.

Der Synchronismus ist hergestellt, die Telegraphierthätigkeit für die nächste Umdrehung beginnt.

Indem man eine grössere Anzahl Stationen II, III, IV ... in derselben Weise, wie die Station II anordnet, kann man von einer Station I aus in genau derselben Weise die Rotationen der Walzen auf allen jenen Stationen mit der Rotation der Walze r_1 synchron machen.[1])

1) r_2 ist in Wirklichkeit dieselbe Walze, wie r_1 und wurde in der Skizze nur der besseren Übersicht halber etwas kleiner gezeichnet, damit die beiden Umschalthebel u_1 und u_2 getrennt sichtbar werden.

1) Motoren, wie sie für die obige Methode geeignet sind, liefert die Firma Fabius Henrion, Nancy, die Frequenzzeiger die Firma Hartmann & Braun, Frankfurt a/M.-Bockenheim; die (Schneckenrad-)Transmissionen von den Motoren zu den Walzen die Firma J. Neher, Söhne, München; die Kosten jeder Station belaufen sich auf etwa 400 Mark.

(Eingegangen 22. November 1903.)

Die Wirkung eines Kreisels auf die Rollbewegung von Schiffen.

Von H. Lorenz.

Herr Ingenieur O. Schlick in Hamburg, dem man die Ausgestaltung des für die Ozeanschiffahrt so wichtigen Massenausgleiches von mehrkurbligen Maschinen[1]) verdankt, machte den Verfasser vor einiger Zeit auf eigentümliche, einer starken Dämpfung analoge Wirkungen eines Kreisels auf die Rollbewegung von Schiffsmodellen aufmerksam. Da diese Erscheinung meines Wissens in der Litteratur bisher nicht behandelt wurde, so dürfte der nachstehende Versuch einer Theorie derselben vielleicht einiges Interesse beanspruchen.

Wir betrachten die folgende, dem Schlickschen Modelle entsprechende Anordnung: In einem Schiffe befindet sich ein Schwungring (Kreisel), dessen Achse AA vermittels eines

1) Siehe hierüber u. a. Lorenz: „Technische Physik 1, Techn. Mechanik starrer Systeme", München 1902, 543, sowie desselben Verfassers „Dynamik der Kurbelgetriebe", Leipzig 1901.

Fig. 1.

Fig. 2.

Rahmens um horizontale Zapfen CC in der Symmetrieebene des Schiffes drehbar ist, Fig. 1 und 2. Der Kreisel habe das Trägheitsmoment Θ_o um die Rotationsachse AA, um eine senkrecht dazu stehende, z. B. die Achse BB, welche in der Symmetrieebene des Schiffes bleibt, das Trägheitsmoment Θ. Dann ist, wenn wir uns der Einfachheit halber die Gesamtmasse im Schwungring konzentriert denken, also vom Rahmen absehen,

$$2\Theta = \Theta_0 \text{ oder } \Theta = \frac{1}{2}\Theta_0 \quad . \quad . \quad (1)$$

Vermöge der Befestigung im Schiffe wirken nun auf den Kreisel die Momente $\mathfrak{M}_a$, $\mathfrak{M}_b$, $\mathfrak{M}_c$, um die Achsen AA, BB, CC, denen die Winkelgeschwindigkeiten w_a, w_b, w_c mit den Trägheitsmomenten $\Theta_a = \Theta_o$, $\Theta_b = \Theta_c = \Theta$ entsprechen mögen. Alle diese Grössen sind durch die Eulerschen Gleichungen verknüpft, welche für unseren Fall lauten

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{M}_a &= \Theta_a \frac{dw_a}{dt} + (\Theta_b - \Theta_c)\, w_b w_c = \Theta_0 \frac{dw_a}{dt} \\
\mathfrak{M}_b &= \Theta_b \frac{dw_b}{dt} + (\Theta_c - \Theta_a)\, w_c w_a = \\
&\qquad \Theta\left(\frac{dw_b}{dt} - w_c w_a\right) \\
\mathfrak{M}_c &= \Theta_c \frac{dw_c}{dt} + (\Theta_a - \Theta_b)\, w_a w_b = \\
&\qquad \Theta\left(\frac{dw_c}{dt} + w_a w_b\right)
\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Handelt es sich nun, was wir für die Folge stets voraussetzen wollen, nur um kleine Auslenkungen ψ der Symmetrieebene des Schiffes sowie φ der Kreiselachse aus der Vertikalen, so ist nach Fig. 1 und 2

$$w_b = \frac{d\psi}{dt}, \quad w_c = \frac{d\varphi}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Weiterhin nehmen wir an, dass die Winkelgeschwindigkeit w_a des Kreisels um seine Rotationsachse etwa durch Elektromotoren konstant erhalten werde und setzen mit

$$w_a = w_0, \quad \frac{dw_a}{dt} = 0, \quad \mathfrak{M}_a = 0 \quad . \quad . \quad (4)$$

Von den anderen Momenten wird $\mathfrak{M}_b$ durch die Achse CC vom Schiff auf den Kreisel, bezw. umgekehrt übertragen. Bedeutet demnach Dc das sogenannte aufrichtende Moment des Schiffes (worin D das Deplacement und c die Metazenterhöhe bezeichnet), so ist mit dem Trägheitsmoment $\mathfrak{J}$ des Schiffes um die Längsachse durch den Schwerpunkt

$$\mathfrak{J}\frac{d^2\psi}{dt^2} + Dc\,\psi + \mathfrak{M}_b = 0, \quad . \quad . \quad (5)$$

wobei von der Dämpfung durch den Wasserwiderstand, die bei sehr kleinen Schwingungen stets nur unbedeutend ist, abgesehen werden soll. Macht man von dieser Vereinfachung auch für die Bewegung der Kreiselachse Gebrauch, vernachlässigt also Zapfenreibung und Luftwiderstand, so lautet der Ausdruck für das Moment $\mathfrak{M}_c$, wenn wir am gewichtslos gedachten Rahmen im Abstande s vom Kreiselzentrum eine Masse m konzentriert anbringen,

$$m s^2 \frac{d^2\varphi}{dt^2} + m g s \varphi + \mathfrak{M}_c = 0, \quad . \quad (6)$$

worin g die Erdbeschleunigung bedeutet. Durch dieses Moment $\mathfrak{M}_c$ wird der Rahmen mit der Rotationsachse des Kreisels auf Biegung in der Symmetrieebene des Schiffes, durch $\mathfrak{M}_b$ dagegen die Zapfen CC auf Biegung, der Rahmen und der Schiffskörper selbst auf Torsion beansprucht. Das letztere Moment $\mathfrak{M}_b$ lässt sich für jeden Ausschlag des Schiffes aus (5) leicht berechnen, wenn man gleichzeitig die Winkelbeschleunigung kennt, bezw. wenn das Bewegungsgesetz oder der Maximalausschlag und die Schwingungsdauer vorgeschrieben sind.

Eliminieren wir nun mit Hilfe der Formeln (5) und (6) die Momente $\mathfrak{M}_b$ und $\mathfrak{M}_c$ aus den

beiden letzten Gleichungen (2), so folgt, da nach (3)

$$\frac{dw_b}{dt}=\frac{d^2\psi}{dt^2}; \quad \frac{dw_c}{dt}=\frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad . \quad (3a)$$

$$\left.\begin{aligned}(\mathfrak{J}+\Theta)\frac{d^2\psi}{dt^2}+Dc\psi-\Theta w_0\frac{d\varphi}{dt}=0\\ (\Theta+ms^2)\frac{d^2\varphi}{dt^2}+mgs\varphi+\Theta w_0\frac{d\psi}{dt}=0\end{aligned}\right\} (7)$$

Aus der ersten dieser beiden Formeln, welche der Gleichung (5) analog gebaut ist, erkennt man, dass für den Fall des nicht rotierenden Kreisels, d. h. für $w_0=0$, das durch denselben lediglich beschwerte Schiff ebenso freie Schwingungen vollzieht, als wenn die Kreiselachse mit $\frac{d\varphi}{dt}=0$ am Ausschlage gehindert wird. Da dieselbe Gleichung auch ebenso für ein mit einem Kreisel armiertes ebenes Pendel gilt, so kann man sich von der Richtigkeit dieser Schlüsse leicht an einem solchen überzeugen.

Die Formeln (7) lassen sich nun noch weiter vereinfachen durch Einführung der reduzierten Pendellängen l_1 des Schiffes und l_2 des Kreisels samt Übergewicht mg, nämlich

$$\frac{\mathfrak{J}+\Theta}{Dc}=\frac{l_1}{g}, \quad \frac{\Theta+ms^2}{mgs}=\frac{l_2}{g}, \quad . \quad (8)$$

sowie mit den Abkürzungen

$$\frac{\mathfrak{J}+\Theta}{\Theta}=a, \quad \frac{\Theta+ms^2}{\Theta}=b, \quad . \quad (9)$$

in

$$\left.\begin{aligned}\frac{d^2\psi}{dt^2}+\frac{g}{l_1}\psi-\frac{w_0}{a}\frac{d\varphi}{dt}=0\\ \frac{d^2\varphi}{dt^2}+\frac{g}{l_2}\varphi+\frac{w_0}{b}\frac{d\psi}{dt}=0\end{aligned}\right\} \quad . \quad (7a)$$

Es sind dies augenscheinlich nichts anderes, als Schwingungsgleichungen des Schiffes und des Kreisels für kleine Ausschläge, von denen jede ein von der Bewegung des anderen Körpers abhängiges Störungsglied enthält, welches für $w_0=0$, d. h. für den Fall des nicht rotierenden Kreisels verschwindet. Eliminiert man eine der Variabeln, z. B. φ, aus den Gleichungen (7) durch zweimalige Differentiationen, so folgt

$$\frac{d^4\psi}{dt^4}+\left(\frac{g}{l_1}+\frac{g}{l_2}+\frac{w_0^2}{ab}\right)\frac{d^2\psi}{dt^2}+\frac{g^2}{l_1 l_2}\psi=0 \quad (10)$$

Genau dieselbe sofort integrable Differentialgleichung 4. Ordnung würde man auch durch Elimination von ψ für φ erhalten haben, so dass bis auf die willkürlichen Konstanten C dasselbe Integral beide Gleichungen (7a) befriedigt. Dasselbe lautet

$$\psi=C_1e^{k_1t}+C_2e^{k_2t}+C_3e^{k_3t}+C_4e^{k_4t},$$

worin k_1 k_2 k_3 k_4 die unter allen Umständen imaginären Wurzeln der Gleichung

$$k^4+\left(\frac{g}{l_1}+\frac{g}{l_2}+\frac{w_0^2}{ab}\right)k^2+\frac{g^2}{l_1 l_2}=0$$

bedeuten. Wir dürfen demnach an Stelle der Exponentialfunktionen in unseren Integralen auch trigonometrische Funktionen setzen und schreiben

$$\left.\begin{aligned}\varphi=A_1\sin(\alpha_1t+\beta_1)+A_2\sin(\alpha_2t+\beta_2)\\ \psi=B_1\sin(\alpha_1t+\gamma_1)+B_2\sin(\alpha_2t+\gamma_2)\end{aligned}\right\}, (11)$$

worin A_1 A_2, B_1 B_2, β_1 β_2, γ_1 γ_2 Integrationskonstanten sind und die beiden Werte

$$\left.\begin{aligned}\alpha^2_{12}=\frac{1}{2}\left(\frac{g}{l_1}+\frac{g}{l_2}+\frac{w_0^2}{ab}\right)\\ +\frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{g}{l_1}+\frac{g}{l_2}+\frac{w_0^2}{ab}\right)^2-\frac{4g^2}{l_1l_2}}\end{aligned}\right\} \quad (12)$$

je einer Schwingung mit kleiner und einer solchen mit grosser Periode, welche sich superponieren, zugehören. Für $w_0=0$, also für das Erlöschen der Kreiselrotation wird daraus

$$\alpha_1=\sqrt{\frac{g}{l_1}}, \quad \alpha_2=\sqrt{\frac{g}{l_2}}, \quad . \quad (12a)$$

wonach sich die Perioden der beiden übereinander gelagerten Schwingungen mit

$$\alpha_1t_1=2\pi, \quad \alpha_2t_2=2\pi \quad . \quad . \quad (13)$$

durch die gewöhnlichen Pendelformeln ausdrücken. Ist andererseits keine Masse m zum Aufrichten des Kreisels vorhanden, so folgt mit $l_2=\infty$ und $b=1$ (siehe Gl. (8) und (9))

$$\alpha_1^2=\frac{g}{l_1}+\frac{w_0^2}{a}, \quad \alpha_2^2=0, \quad . \quad (12b)$$

also nur noch je eine Schwingung für Schiff und Kreisel.

Bevor wir diesen wichtigen Spezialfall weiter verfolgen, müssen wir noch etwas auf die allgemeinen Integrale (11) eingehen. Dieselben enthalten 8 Integrationskonstanten, während sowohl nach den beiden Differentialgleichungen (7a), als auch nach Gleichung (10) nur deren 4 berechtigt erscheinen. Es müssen sich demnach die 4 überzähligen durch diese ausdrücken lassen. Hierzu gelangen wir durch Einsetzen der Werte (11) in die Gleichungen (7a) und Auflösung der Winkelfunktionen in $(\alpha t+\beta)$ bezw. in $(\alpha t+\gamma)$. Aus dem Verschwinden der Koeffizienten von $\sin\alpha t$ und $\cos\alpha t$, welches die Gültigkeit der Gleichungen für jedes t bedingt, entstehen 8 Bedingungsgleichungen, von denen wieder nur 4 voneinander unabhängig sind. Dieselben führen schliesslich auf

$$\beta_1=\gamma_1-90^0, \quad \beta_2=\gamma_2-90^0, \quad . \quad (14)$$

woraus, wie natürlich, hervorgeht, dass die zusammengehörigen Bestandteile der Ausschläge φ und ψ senkrecht zu einander stehen. Weiter folgt aus unseren Bedingungen

$$A_1\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)=B_1\frac{w_0}{b}\alpha_1,$$

$$A_2\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)=B_2\frac{w_0}{b}\alpha_2$$

und $$B_1\left(\frac{g}{l_1}-\alpha_1^2\right)=A_1\frac{w_0}{a}\alpha_1,$$
$$B_2\left(\frac{g}{l_1}-\alpha_2^2\right)=A_2\frac{w_0}{a}\alpha_2$$

Multipliziert man die erste mit der dritten, die zweite mit der vierten dieser Formeln, so ergiebt sich unter Wegfall von AB sowohl für α_1, wie auch für α_2 dieselbe Gleichung, welche uns schon auf die Werte (12) führte. Daraus geht hervor, dass von den letzten 4 Formeln schon zwei zur Konstantenberechnung ausreichen, während die beiden andern damit von selbst erfüllt sind. Wir haben somit

$$\left.\begin{aligned}B_1&=A_1\frac{b}{w_0\alpha_1}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)\\B_2&=A_2\frac{b}{w_0\alpha_2}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)\end{aligned}\right\}\quad .\quad .\quad (15)$$

und dürfen schliesslich für unsere allgemeinen Integrale schreiben

$$\left.\begin{aligned}\varphi&=A_1\sin(\alpha_1t+\beta_1)+A_2\sin(\alpha_2t+\beta_2)\\\psi&=\frac{A_1b}{w_0\alpha_1}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)\cos(\alpha_1t+\beta_1)\\&\quad+\frac{A_2b}{w_0\alpha_2}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)\cos(\alpha_2t+\beta_2)\end{aligned}\right\}\quad(16)$$

Zur Bestimmung der Konstanten setzen wir nunmehr voraus, dass zur Zeit $t=0$ das Schiff die Auslenkung $\psi=\psi_0$ erfahren habe, während der bis dahin festgehaltene Kreisel in diesem Momente frei gegeben wird. Alsdann ist für $t=0$ auch $\varphi_0=0$ und weiterhin

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_0=0,\quad\left(\frac{d\psi}{dt}\right)=0.$$

Daraus ergeben sich mit (16) die Bedingungsgleichungen

$$\left.\begin{aligned}&A_1\sin\beta_1+A_2\sin\beta_2=0.\\&\frac{A_1}{\alpha_1}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)\cos\beta_1\\&\quad+\frac{A_2}{\alpha_2}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)\cos\beta_2=\frac{\psi_0w_0}{b}\\&A_1\alpha_1\cos\beta_1+A_2\alpha_2\cos\beta_2=0\\&A_1\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)\sin\beta_1\\&\quad+A_2\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)\sin\beta_2=0\end{aligned}\right\}(16a)$$

Die erste und letzte dieser Formeln können aber nur gleichzeitig bestehen, wenn

$$\sin\beta_1=\sin\beta_2=0$$

oder $\beta_1=0$ und $\beta_2=\pi$ ist. Alsdann gehen die beiden anderen Gleichungen über in

$$\frac{A_1}{\alpha_1}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)-\frac{A_2}{\alpha_2}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)=\frac{\psi_0w_0}{b}$$
$$A_1\alpha_1=A_2\alpha_2$$

und ergeben

$$\left.\begin{aligned}A_1&=\frac{\psi_0w_0}{b\alpha_1}\,\frac{l_2}{g}\,\frac{\alpha_1^2\alpha_2^2}{\alpha_2^2-\alpha_1^2}\\A_2&=\frac{\psi_0w_0}{b\alpha_2}\,\frac{l_2}{g}\,\frac{\alpha_1^2\alpha_2^2}{\alpha_2^2-\alpha_1^2}\end{aligned}\right\}\quad .\quad(16b)$$

d. h. die Maximalausschläge der beiden übereinander gelagerten Schwingungen der Kreiselachse sind proportional dem anfänglichen Ausschlage des Schiffes, der Winkelgeschwindigkeit der Kreiselrotation sowie der Schwingungsperiode selbst, so dass wir also neben einer langsam verlaufenden relativ grossen Schwingung eine rasch verlaufende kleine erhalten. Die erstere entspricht für den auf fester Unterlage rotierenden Kreisel der Präzession, die letztere dagegen der Nutation derselben. Da nun auch das Schiff analoge Bewegungen vollzieht, welche nur um 90° gegen die des Kreisels verschoben sind, so erscheint die resultierende Bahn des Endpunktes der Kreiselachse im ganzen als eine Ellipse (Fig. 3), die aber bei

Fig. 3.

genauerer Betrachtung sich in eine Reihe zusammenhängender kleiner Schleifen oder Wellen auflöst.[1]) Die Gleichung dieser epizyklischen Kurve ergiebt sich aus (16) mit (16b), also

$$\left.\begin{aligned}\varphi&=\frac{\psi_0w_0}{b}\,\frac{l_2}{g}\,\frac{\alpha_1^2\alpha_2}{\alpha_2^2-\alpha_1^2}\left(\frac{\sin\alpha_1t}{\alpha_1}-\frac{\sin\alpha_2t}{\alpha_2}\right)\\\psi&=\psi_0\frac{l_2}{g}\,\frac{\alpha_1^2\alpha_2^2}{\alpha_2^2-\alpha_1^2}\left\{\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)\frac{\cos\alpha_1t}{\alpha_1^2}\right.\\&\quad\left.-\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)\frac{\cos\alpha_2t}{\alpha_2^2}\right\}\end{aligned}\right\}(16c)$$

durch Elimination der Zeit t.

Wir kehren nunmehr zu dem schon oben erwähnten Spezialfalle des unbeschwerten Kreisels zurück, für welchen $l_2=\infty$ und $b=1$ zu setzen war. Damit aber geht die zweite Gleichung (7a) über in

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2}+w_0\frac{d\psi}{dt}=0\quad .\quad .\quad .\quad(17)$$

1) Unter den obigen speziellen Anfangsbedingungen besitzt die Bahnkurve nach aussen gerichtete Spitzen, wie eine Hypozykloide.

Setzen wir dies in die noch einmal differenziierte erste Gleichung (7a) ein, so folgt für die Schiffsbewegung

$$\frac{d^3\psi}{dt^3} + \left(\frac{g}{l_1} + \frac{w_0^2}{a}\right)\frac{d\psi}{dt} = 0 \quad \text{(17a)}$$

und andererseits durch Elimination von ψ aus (17) mit der ersten Gleichung (7a) für die Bewegung der Kreiselachse,

$$\frac{d^4\varphi}{dt^4} + \left(\frac{g}{l_1} + \frac{w_0^2}{a}\right)\frac{d^2\varphi}{dt^2} = 0, \quad \text{(17b)}$$

so dass beide Bewegungen nicht mehr wie oben einer und derselben Differentialgleichung genügen. Mit der probeweisen Einführung von Ce^{kt} als Lösung erhält man sowohl aus (17a) wie auch aus (17b) zwei imaginäre Wurzeln

$$k_1^2 = -\left(\frac{g}{l_1} + \frac{w_0^2}{a}\right), \quad \text{(17c)}$$

während (17a) ausserdem noch eine, (17b) dagegen zwei gleiche Wurzeln $k_2 = 0$ ergiebt, denen im Integral ein Glied von der Form $Cte^{k_2 t}$, also hier Ct wegen $k_2 = 0$ entspricht. Demnach haben die Integrale von (17a) und (17b), wenn wir noch

$$\alpha = i k_1 = \sqrt{\frac{g}{l_1} + \frac{w_0^2}{a}} \quad \text{(17d)}$$

setzen, die Form

$$\left.\begin{aligned}\varphi &= A_0 + A_1 \sin(\alpha t + \beta) + A_2 t\\ \psi &= B_0 + B_1 \sin(\alpha t + \gamma)\end{aligned}\right\} \quad \text{(18)}$$

Von den 7 darin auftretenden Konstanten sind, wie schon oben, wieder nur 4 berechtigt, da die Integrale zwei Differentialgleichungen zweiter Ordnung genügen. Setzen wir, um die drei überzähligen durch die übrigen auszudrücken, die Werte von (18) in (17) ein, so folgt als Bedingung für das Verschwinden der Koeffizienten von $\cos\alpha t$ und $\sin\alpha t$

$$\alpha A_1 \cos\beta + w_0 B_1 \sin\gamma = 0$$
$$\alpha A_1 \sin\beta - w_0 B_1 \cos\gamma = 0$$

oder

$$\left.\begin{aligned}\beta &= \gamma - 90^0\\ A_1\alpha + B_1 w_0 &= 0\end{aligned}\right\} \quad \text{(19)}$$

Führen wir dagegen unsere Lösungen (18) in die erste Gleichung (7a) ein, welche ja auch für diesen Spezialfall gültig bleibt, so folgt für $t = 0$

$$B_1\left(\frac{g}{l_1} - \alpha^2\right)\sin\gamma + \frac{g}{l_1}B_0 = \frac{w_0}{a}(A_1\alpha\cos\beta + A_2)$$

oder wegen (19), d. h. mit $\sin\gamma = \cos\beta$ und $B_1 w_0 = -A_1\alpha$

$$\left.\begin{aligned}\frac{g}{l_1}B_0 = A_1\alpha\left\{\frac{w_0}{a} + \frac{1}{w_0}\left(\frac{g}{l_1} - \alpha^2\right)\right\}\cos\beta\\ + \frac{A_2 w_0}{a}\end{aligned}\right\} \quad \text{(20)}$$

Damit aber geht (18) über in

$$\left.\begin{aligned}\varphi &= A_0 + A_1\sin(\alpha t + \beta) + A_2 t\\ \psi &= A_1\alpha\frac{l_1}{g}\left\{\frac{w_0}{a} + \frac{1}{w_0}\left(\frac{g}{l_1} - \alpha^2\right)\right\}\cos\beta\\ &\quad + \frac{A_2 w_0}{a}\frac{l_1}{g} - \frac{A_1\alpha}{w_0}\cos(\alpha t + \beta)\end{aligned}\right\} \quad \text{(21)}$$

Zur Bestimmung der vier hierin noch auftretenden Konstanten A_0, A_1, A_2 und β denken wir uns, wie schon oben, das Schiff zur Zeit $t = 0$ in die Lage $\psi = \psi_0$ bei festgehaltener Kreiselachse gebracht und nun unter Freigabe der letzteren sich selbst überlassen. Alsdann ist für diesen Moment $\varphi_0 = 0$ und

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_0 = 0, \quad \left(\frac{d\psi}{dt}\right)_0 = 0$$

woraus die Bedingungen

$$\left.\begin{aligned}A_0 + A_1\sin\beta &= 0\\ A_1\alpha\cos\beta + A_2 &= 0\\ A_1\alpha\frac{l_1}{g}\left(\frac{w_0}{a} - \frac{\alpha^2}{w_0}\right)\cos\beta + \frac{A_2 w_0}{a}\frac{l_1}{g} &= \psi_0\\ \frac{A_1\alpha^2}{w_0}\sin\beta &= 0\end{aligned}\right\} \quad \text{(21a)}$$

resultieren. Diese führen sofort auf

$$\left.\begin{aligned}&\sin\beta = 0, \quad \cos\beta = 1\\ &A_0 = 0, \quad A_1 = -\frac{A_2}{\alpha} = -\frac{\psi_0 w_0}{\alpha^3}\frac{g}{l_1}\end{aligned}\right\}, \quad \text{(21b)}$$

womit (21) sich vereinfacht in

$$\left.\begin{aligned}\varphi &= \frac{\psi_0 w_0}{\alpha^2}\frac{g}{l_1}\left(t - \frac{\sin\alpha t}{\alpha}\right)\\ \psi &= \frac{\psi_0}{\alpha^2}\left\{\frac{g}{l_1}(\cos\alpha t - 1) + \alpha^2\right\}\end{aligned}\right\}. \quad \text{(21c)}$$

Diese Formeln besagen, dass, während das Schiff Schwingungen um eine beliebig geneigte Ruhelage vollzieht, die Achse des im Schwerpunkt aufgehängten Kreisels sich gleichfalls unter Schwingungen immer weiter aus der Vertikale entfernt. Die Schwingungen haben nach Gleichung (12b) eine kürzere Periode als die Eigenschwingungen des Schiffes, während das der Zeit proportionale Glied in der ersten Gleichung (21c) etwa der Präzession der Erdachse entspricht. Wenn auch infolge dieser Bewegung der Gültigkeitsbereich unseres nur für kleine Ausschläge aus der Vertikalen aufgestellten Ansatzes bald überschritten ist, so kann man doch leicht die durch (21c) dargestellte Erscheinung am Modell beobachten. Erst wenn die Kreiselachse infolge der immer wachsenden Auslenkung nahezu horizontal geworden ist und damit die Wirkung des Kreisels auf das Schiff aufhört, richtet sich dieses langsam auf, um, wenn der Kreisel sich vollständig überschlagen hat, die Achse also wieder vertikal steht, von neuem um die gerade erreichte Stellung kleine Schwingungen, die sich in einer Erzitterung des ganzen Systems kundgeben, zu vollziehen. Dieses Spiel wiederholt sich so lange, bis die in unseren Formeln nicht berücksichtigte Dämpfung des Wassers das Schiff zur Ruhe gebracht hat, wenn nicht schon vorher die Kreiselrotation infolge der Zapfenreibung ihren Einfluss verloren hat.

Jedenfalls stehen die Modellversuche, die man auch an einem mit dem Kreisel armierten Pendel anstellen kann, in vollster Übereinstimmung mit der oben entwickelten Theorie, deren Ausdehnung auf gedämpfte Schwingungen überdies keinen Schwierigkeiten begegnet. Das Ergebnis ist stets eine starke Abnahme aller Schwingungsamplituden mit der Zeit und zwar infolge des Zusammenhangs des Systems auch dann, wenn nur einer der beiden Körper, z. B. das Schiff oder der Kreisel eine Dämpfung erleidet. Dagegen scheitert die Durchführung der Aufgabe für endliche Schwingungen an der Unmöglichkeit, die Variabeln φ und ψ, in den hierfür gültigen, den Formeln (7) bezw. (7a) analogen simultanen Differentialgleichungen zu trennen, die wir darum auch gar nicht erst angeschrieben haben. Auch für die Beurteilung der praktischen Verwendbarkeit der besprochenen Vorgänge dürfte unsere Theorie noch nicht vollständig ausreichen. Sie deutet nur darauf hin, dass sowohl beim pendelnden, wie auch bei dem im Schwerpunkte aufgehängten Kreisel heftige Erzitterungen des ganzen Systems auftreten, während andererseits bei erheblich verlangsamter Rollbewegung des Schiffes die Zapfen CC des Kreiselrahmens nahezu das ganze aufrichtende Moment Dc übernehmen müssen.

Göttingen, Institut für techn. Physik.

(Eingegangen am 24. November 1903.)

Tagesereignisse.

Im Jahresbericht der deutschen Mathematiker-Vereinigung Band XII, 1903, Heft 8/9 hat Felix Müller in Steglitz-Berlin, S. 427, „abgekürzte Titel von Zeitschriften mathematischen Inhalts" veröffentlicht. Mit Unterstützung von Oberbibliothekar Dr. Valentin ist es ihm möglich gewesen, nahezu 1200 solcher Zeitschriften zusammenzubringen. Für die Abkürzung hat Professor Stäckel die Prinzipien aufgestellt. In dem alphabetischen Verzeichnis sind den Titeln der Zeitschriften die Anfangsjahre beigefügt und bei solchen, die bereits wieder eingegangen sind, auch das letzte Jahr des Erscheinens. Dasselbe reicht zurück bis zum Jahre 1665, in welchem das erste Heft der „Philosophical Transactions" der Royal Society of London und das erste Heft des „Journal des Savants" erschienen. Bis zum Jahre 1700 waren nur 17 Zeitschriften mathematischen Inhalts zu nennen, während das 18. Jahrhundert bereits 210 brachte, und im 19. Jahrhundert ca. 950 erschienen. Dabei sind Fortsetzungen von Journalen unter neuem Titel als neue Zeitschriften aufgeführt. Von den ca. 1200 mathematischen Zeitschriften ist ziemlich die Hälfte wieder eingegangen. Die meisten ca. 250 sind in Deutschland erschienen, dazu kommen je 200 französische, italienische und englische; der Rest sind schwedische, dänische, russische, böhmische, spanische, japanische. Dem Inhalte nach gruppiert Müller diese Zeitschriften in 1. rein oder vorwiegend mathematische, 2. physikalisch-naturwissenschaftliche, 3. astronomisch-geodätische, 4. technisch-militärische, 5. allgemein wissenschaftliche und 6. Publikationen von Akademien und anderen gelehrten Gesellschaften. Einige kurze historische Notizen über die ältesten Zeitschriften jeder Gruppe teilt der Verfasser in den beigegebenen Erläuterungen mit. Ein chronologisches Verzeichnis der vollständigen Titel behält er sich vor. (Centralbl. f. Bibliotheksw.).

Vom 14. bis 23. April 1903 findet an der Universität Göttingen ein mathematisch-physikalischer Fortbildungskursus für Lehrer höherer Lehranstalten statt. Da die Zahl der von den einzelnen Schulkollegien zu vergebenden Plätze nur beschränkt ist und deshalb eine Auswahl unter den sich Meldenden stattfinden muss, ist es erwünscht, dass die Meldungen schon bald eingereicht werden.

Die Petersburger Physiko-chemische Gesellschaft ist mit der Vorbereitung zu einer neuen Forschungsreise nach dem Nordpol beschäftigt, zu der die umfassendsten Massregeln getroffen werden. Die Gesellschaft hat bereits im Frühjahr eine Denkschrift ausgearbeitet, die der Hauptverwaltung für Handelsschiffahrt, dem Finanzminister, der Akademie der Wissenschaften, dem Vorsitzenden der Geographischen Gesellschaft, dem Marineminister und dem Minister der Volksaufklärung überreicht wurde. Es ist folgender Entwurf aufgestellt worden: 1. Beobachtungen über die Sonnenstrahlung und die Strahlenbrechung der Luft; 2. über die Bewegung der Wolken; 3. über die Erscheinungen der Luftelektrizität im Zusammenhang mit der Auslöschung der ultravioletten Strahlen; 4. Bestimmung der Erscheinungen des Erdmagnetismus und der elektrischen Ströme im Ozean; 5. chemische Erforschung der Zusammensetzung der Luft und des Wassers und 6. Erforschung des Polareises. Das Unternehmen, das sich eine sehr gründliche Arbeit zum Ziel gesetzt hat und von den ersten Fachgelehrten geleitet wird, erfordert einen Aufwand von sehr grossen Geldmitteln, um die die Gesellschaft aber offenbar schon jetzt nicht in Verlegenheit ist.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Auf den durch das Ableben des Professors Lipschütz erledigten Lehrstuhl für Mathematik an der Universität Bonn wurde Professor Eduard Study aus Greifswald berufen.

Der Oberlehrer F. Kreutzberg-Düsseldorf wurde zum Professor der angewandten Mathematik und Naturwissenschaften an der neuen Akademie in Posen ernannt und der Kgl. Eisenbahn-Bauinspektor, Vorstand der Kgl. Werkstätteninspektion Guben, Siegfried Fraenkel, ist beauftragt worden, an dieser Akademie über technische Wissenschaften Vorlesungen zu halten.

Ernannt wurden der Privatdozent für organische Chemie an der Universität Bonn Dr. phil. Georg Schroeter zum a.o. Professor, der Titularprofessor in der mechanisch-technischen Abteilung am Eidgenössischen Polytechnikum in Zürich, L. Farny zum o. Professor, der Privatdozent für allgemeine Chemie an der Universität in Krakau, Dr. Leo Marchlewski zum a. o. Universitätsprofessor, der Privatdozent der Chemie an der Universität Göttingen Dr. W. Kötz zum Titularprofessor, der Privatdozent an der Dresdner Technischen Hochschule Dr. Erich Müller zum ausseretatsmässigen a. o. Professor in der Chemischen Abteilung dieser Hochschule.

An der Breslauer Universität habilitierte sich Dr. phil. Clemens Schaefer für Physik, an der Technischen Hochschule in Braunschweig der Diplomingenieur Dr. Hugo Mosler für Elektrotechnik, an der Leipziger Universität Dr. phil. Wilhelm Böttger für physikalische Chemie, an der Universität in Freiburg i. B. Dr. Franz Fischer für physikalische Chemie, an der Deutschen Technischen Hochschule in Brünn Adjunkt Ehrenfeld für analytische Chemie.

Der Privatdozent für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule in Karlsruhe, Ole Sivert Bragstad, bisher erster Assistent an der Elektrotechnischen Anstalt, ist aus dem Verbande dieser Hochschule ausgeschieden.

Der Ausschuss des Syndikats der Pariser Presse hat den Osiris-Preis von 100000 Fr. verteilt. Frau S. Curie erhält 60000 Fr. zur Fortsetzung ihrer Radiumforschungen, der Ingenieur Branly 40000 Fr. für seine Arbeiten über drahtlose Telegraphie.

In Warschau starb der Professor der Chemie am Polytechnikum Georg Wagner, 54 Jahre alt.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. 15. Januar 1904. 5. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 3 am 20. Januar 1904.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Notiz über den Anschluss von Rezipienten aus Quarzglas an die Quecksilberluftpumpe.

Von J. Elster und H. Geitel.

Den mannigfachen Vorzügen, welche das durch die Firmen Heräus in Hanau und Dr. Siebert & Kühn in Kassel in den Handel gebrachte Quarzglas im Vergleiche mit den üblichen Glasflüssen besitzt, stehen gewisse Nachteile gegenüber, welche eine allgemeine Verwendung dieses Materials zur Zeit noch ausschliessen. Für den Physiker ist namentlich störend, dass sich Rezipienten aus Quarzglas nur mittels Kittungen an eine Quecksilberluftpumpe anschliessen und dass sich darin keine Elektroden einschmelzen lassen. Iridiumstäbchen haften zwar im Quarz, doch bleiben die Schmelzstellen immer undicht.

Die erste dieser Schwierigkeiten lässt sich, wie wir hier mitteilen möchten, ganz vermeiden, und die zweite wenigstens insoweit, als das Vorhandensein von Quecksilberdämpfen die Versuche nicht störend beeinflusst.

Auf unseren Vorschlag hin ist es nämlich den Herren Dr. Siebert und Kühn gelungen, Schliffstücke mit Quecksilberdichtung herzustellen, die halb aus Quarzglas und halb aus gewöhnlichem Glase bestehen. Es hat sich gezeigt, dass man sowohl ein Quarzrohr in ein Glasrohr, als auch umgekehrt ein Glasrohr in ein Quarzrohr einschleifen kann.

Ein derartiges Schliffstück ist in Fig. 1 dargestellt; giesst man noch in den Becher B einige Tropfen Quecksilber, so wird in bekannter Weise vollkommene Abdichtung erreicht. Man übersieht leicht, dass sich mittels dieser einfachen Vorrichtung jeder Quarzrezipient ohne Verwendung irgendwelcher Kittmasse an eine Quecksilberluftpumpe ansetzen lässt.

Fig. 1.

Fig. 2.

Die gleiche Anordnung kann auch dazu dienen, Aluminiumelektroden in Vakuumapparate aus Quarzglas einzuführen. Es stellt Fig. 2 eine Geisslersche Röhre aus Quarzglas dar, bei

der dies geschehen ist Die Einschmelzstellen der Elektroden E_1 und E_2 befinden sich an den Enden der Glasröhrchen r_1 und r_2. Das Röhrchen r_1 trägt einen Glasbecher B_1, in welchen der untere Teil des Quarzrohres, der obere den Quarzbecher B_2, in welchen das Glasröhrchen r_2 eingeschliffen ist. Übergiesst man noch das Quecksilber in B_1 und B_2, um ein Verschütten desselben bei beliebiger Handhabung des Rohres vorzubeugen, mit etwas Kolophoniumkitt, so lässt sich die Verbindung mit der Pumpe dauernd lösen. Dies gelingt unter Anwendung eines Leuchtgassauerstoffgebläses leicht, wenn das Ansatzröhrchen a dünnwandig gewählt und mit einer Einschnürung s versehen wurde. Natürlich kann die Abschmelzstelle, um die Trennung von der Pumpe zu erleichtern, auch an einem rechtwinklig zu r_2 angeschmolzenen Glasrohre angebracht werden.

Wolfenbüttel, November 1903.

(Eingegangen 27. November 1903.)

Vergleich einiger spektralphotometrischen Resultate.

Von Ejnar Hertzsprung.

I	II	III	IV	V	VI
0,43	0,753	2,541	1,251	1,283	1,295
0,45	1,013	2,627	1,077	—	1,133
0,47	1,247	2,692	0,998	0,937	0,944
0,49	1,458	2,739	0,744	0,745	0,738
0,51	1,650	2,769	0,582	0,566	0,560
0,53	1,823	2,781	0,421	0,404	0,412
0,55	1,981	2,788	0,270	0,271	0,271
0,57	2,125	2,792	0,130	0,127	0,129
0,59	2,257	2,794	0	0	0
0,61	2,378	2,790	—0,125	—0,104	—0,096
0,63	2,488	2,788	—0,237	—0,219	—0,208
0,65	2,590	2,780	—0,347	—0,348	—0,316
0,67	2,684	2,771	—0,450	—0,447	—0,411
0,69	2,770	2,754	—0,553	—0,514	—0,518

Die einzelnen Säulen der Tabelle geben an:

I Wellenlänge des Lichtes in μ.

II Logarithmen + eine willkürliche Konstante der Energie-Intensitäten in dem Gitterspektrum der Hefnerkerze, berechnet unter der Voraussetzung, dass, innerhalb der betrachteten Wellenlängen, das allgemeine Strahlungsgesetz gültig ist. Die Formel lautet: $\frac{1}{\varepsilon} = C\lambda^5 \left(e^{\frac{1{,}46}{\lambda \times \tau}} - 1 \right)$, wo ε die Energie-Intensität des Gitterspektrums, λ die Wellenlänge in Centimetern, τ die absolute Temperatur, hier zu 1825^0 gesetzt[1]), und C eine Konstante ist.

III Logarithmen interpoliert zwischen den von S. P. Langley[2]) angegebenen Energie-Intensitäten im Gitterspektrum der Sonne für „hohen" Sonnenstand, womit die Sonnenhöhe verstanden ist, für welche die Sonne durch 9,33 : 7,6 senkrechte Atmosphären scheint, oder $54^1/_2{}^0$.

IV = III — III 0,59 — (II - - II 0,59).

V u. VI Logarithmen zu den von Else Köttgen[1]) in zwei Versuchsreihen gefundenen Werten von dem Verhältnisse zwischen den Helligkeiten des Sonnen- und Hefnerlichtspektrums, indem dieses Verhältnis für die Wellenlänge 0,59 μ gleich 1 gesetzt worden ist.

Es wird nur angegeben, dass die Messungen in der ersten Hälfte von August 1893 in Berlin vorgenommen sind, was einer Mittagshöhe der Sonne von $51-56^0$ entspricht.

Besonders die Übereinstimmung von IV mit V ist eine gute zu nennen, indem das Vorzeichen der Differenzen ohne weitere Regelmässigkeit schwankt.

Hiermit soll nur, ohne alle Kommentare, an den Vergleich dieser nach so verschiedenen Methoden erhaltenen Werte erinnert werden.

1) Vergl. G. W. Stewart, diese Zeitschr. 4, 1—3, 1902.
2) Wied. Ann. 19, 238, 1883.

1) Wied. Ann. 53, 809, 1894.

(Eingegangen 5. Dezember 1903.)

Die Energieverteilung in den Funkenspektren der Metalle.

Von A. Pflüger.

Mit Hilfe der in dieser Zeitschrift 4, 861, 1903 beschriebenen Thermosäulenanordnung wurde die Energieverteilung in den Spektren verschiedener Metalle von 186 $\mu\mu$ bis 1500 $\mu\mu$ untersucht. Das Flussspatprisma und die Flussspatlinsen des Spektrometers wurden mir von der Firma Carl Zeiss in Jena freundlichst zur Benutzung überlassen. Vor der, in der Brennebene des Fernrohrobjektivs angebrachten Thermosäule befand sich ein Spalt von 0,6 mm Breite. Er blendet aus dem Spektrum Streifen aus, die von ca. 10 Angström-Einheiten Breite bei 190 $\mu\mu$ bis auf ca. 2000 A.-E. im Ultrarot, entsprechend der abnehmenden Dispersion des Flusspates, anwachsen.

Die Funkenstrecke, erzeugt durch ein mittleres Induktorium mit Deprez-Unterbrecher und parallel geschalteter Leydener Flasche, befand sich dicht vor dem Kollimatorspalt, von gleichfalls 0,6 mm Breite. Das Fernrohr wird, von der Wellenlänge 180 $\mu\mu$ (der Durchsichtigkeitsgrenze der Luft) beginnend, in kleinen Schritten von 1 bis 5 Bogenminuten durch das gesamte Spektrum hindurchbewegt, und der zu jeder Einstellung gehörige Galvanometerausschlag gemessen. Dieser ist ein Mass für die Energie eines Spektralbezirkes, dessen Breite und

Schwerpunkt aus den obigen Angaben ersichtlich ist. Bei solchen Metallen, die entweder nur sehr wenige Linien aufweisen, oder bei denen einzelne Linien oder enge Liniengruppen besonders kräftig entwickelt sind, wurde durch schrittweises Hindurchbewegen durch den Ort der Linie diejenige Fernrohreinstellung gefunden, für die der Ausschlag ein Maximum war.

Man erhält so ein ungefähres Bild sowohl von der Verteilung der Energie in linienreichen Spektren, als auch von den Intensitätsverhältnissen der einzeln gemessenen, besonders starken Linien. Dies Bild würde vollkommen sein, wenn wir die Spalte so schmal wählen würden, dass die einzelnen Linien getrennt, jede für sich nacheinander auf die Thermosäule fielen, oder wenn wir wenigstens die Spaltbreite der abnehmenden Dispersion des Flussspates proportional abnehmen liessen. Indessen sind erstlich die feineren Linien nicht energiereich genug, um merkliche Ausschläge zu veranlassen, andererseits genügt diese Methode völlig, sowohl zur vorläufigen Orientierung, wie zur Auffindung der leitenden Gesetze.

Es zeigt sich nämlich, dass alle Metalle ein steiles Maximum der Energie im äussersten Ultraviolett, die Mehrzahl unterhalb 260 $\mu\mu$, besitzen. In seinem Bereiche sind die Ausschläge bis 10 mal so gross wie im ganzen übrigen Spektrum. Auf gleiche Dispersion reduziert, würde dies Verhältnis noch bedeutend anwachsen. Selbstverständlich zeigen die verschiedenen Metalle sowohl hinsichtlich des Verlaufes, wie der Lage und Breite des Maximums grosse individuelle Verschiedenheiten.

Von einer „Breite" des Maximums kann man natürlich nur sprechen bei sehr linienreichen Spektren. Aber auch bei denjenigen Metallen, die nur wenige und sehr starke Linien aufweisen, sind die Linien unterhalb etwa 260 $\mu\mu$ unvergleichlich viel stärker, als die höher liegenden. Eine Ausnahme macht nur das Magnesium. Dessen Linientriplet bei 280 $\mu\mu$ ist nicht allein das stärkste seines Spektrums, sondern das stärkste aller von mir gemessenen Linien. Es erzeugt schon bei mässiger Empfindlichkeit der Anordnung einen Ausschlag von 500 Skalenteilen.

Ferner lässt sich wegen der bei 180 $\mu\mu$ beginnenden, starken Absorption der Luft die untere Grenze dieses Maximums nicht immer feststellen. Vom Aluminium ist z. B. die Liniengruppe 186 $\mu\mu$, vom Zinn die bisher nur von Schumann nachgewiesene Gruppe bei etwa 190 $\mu\mu$ die weitaus stärkste des ganzen Spektrums. Beim Aluminium liegen aber nach Schumann noch unterhalb 180 einige sehr kräftige Linien. Andererseits giebt z. B. Nickel zwischen 220 und 235 $\mu\mu$ Ausschläge von mehreren Hundert, darunter und darüber aber nur von sehr viel weniger Skalenteilen. Hier ist also die Lage des Maximums gut bestimmt.

Ein zweites, aber sehr viel schwächeres Maximum zeigen sämtliche Metalle an nahezu derselben Stelle im Ultrarot, nämlich zwischen ca. 700 und 1000 $\mu\mu$.

Dies Maximum könnte durch die hier sehr geringe Dispersion des Flussspates verursacht sein; doch scheint mir der Umstand dagegen zu sprechen, dass erstens die Ausschläge an seinen Grenzen plötzlich anwachsen, und dass es zweitens ein gutes Stück vor der Stelle geringster Dispersion vollständig verschwunden ist. Genaueres wird sich indessen erst sagen lassen, wenn die Spektra in dieser Region photographiert sind. Das Maximum ist sehr klein im Vergleich zu dem im Ultraviolett. Bei gleicher Dispersion würde man hier nur Spuren von Ausschlägen wahrnehmen können.

Bei der Beurteilung dieser ganzen Untersuchung müssen wir schliesslich bedenken, dass die Energieverteilung zweifellos von den besonderen Bedingungen des Versuchs (Kapazität, Selbstinduktion, Funkenlänge im Entladungskreise, Konstruktion des Induktoriums) abhängig ist. Die Feststellung des Einflusses dieser Faktoren ist Aufgabe der Spezialuntersuchung. Nur so viel glaube ich bereits aus einigen orientierenden Versuchen schliessen zu können, dass das Maximum sich nicht erheblich verschiebt, wenn man die Bedingungen ändert. Dass der absolute Betrag der Energie sich mit ihnen erheblich ändert, ist ja anzunehmen, und leicht nachzuweisen. Mit grossen Induktorien und rotierendem Unterbrecher wird man vermutlich sehr viel grössere Ausschläge erzielen, und dann auch an die Feststellung der Energie der feineren Linien denken können.

Über die relative Grösse des ultravioletten Maximums geben folgende Versuche einigen Aufschluss. Auf dem Tischchen des Spektrometers wurde statt des Flussspatprismas ein auf Flussspat geteiltes Rowlandsches Gitter, das Herr Dr. Hauswaldt-Magdeburg mir freundlichst zur Verfügung stellte, befestigt. Die Dispersion des Gitters beträgt in der ersten Ordnung ca. 290 A.-E. pro Grad. Es ist also dem Prisma, mit Ausnahme des äussersten Ultraviolett, gewaltig überlegen, aber natürlich sehr lichtschwach im Vergleich zu diesem. Mit diesem Gitter erhielt man im Bereich des jeweiligen Maximums bei allen Metallen kräftige, wenngleich geringere Ausschläge, als mit dem

Prisma, im ganzen anderen Spektrum aber, selbst im Bereiche des vermuteten ultraroten Maximums nur Spuren von Ablenkungen. Wenn auch die Energieverteilung durch ein Gitter erheblich verzerrt wird (nach den Untersuchungen von Paschen), so wird man dies Resultat doch immerhin als ein qualitatives gelten lassen.

Ein zweiter Versuch ist der folgende. Die Thermosäule wurde in ein Vakuumgefäss mit Flussspatfenster eingekittet, um sie, nach dem Vorgange von Lebedew, empfindlicher und zugleich stabiler zu machen. Dann stellte man sie dem Funken, mit den nötigen Vorsichtsmassregeln gegen äussere Einflüsse, in etwa 20 cm Entfernung gegenüber. Die Ausschläge wurden nun gemessen, wenn nacheinander ein rotes Glas (undurchsichtig unterhalb 580 $\mu\mu$), eine Spiegelglasplatte (undurchsichtig unterhalb ca. 330 $\mu\mu$), ein Ultraviolettglas von Schott (undurchsichtig unterhalb ca. 280 $\mu\mu$), eine Quarzplatte (Absorption beginnt kräftig, aber nicht steil abfallend bei etwa 195 $\mu\mu$), endlich überhaupt kein Schirm zwischen Thermosäule und Funken geschaltet wurde. Die Ausschläge zeigten bei allen Metallen gleichfalls die grosse Überlegenheit der äussersten ultravioletten Strahlung.

Diese Anordnung soll auch, mit leicht ersichtlicher Abänderung, dazu dienen, die Strahlung unterhalb 180 $\mu\mu$ nachzuweisen, nachdem Versuche mit Wasserstofffüllungen des Spektrometers fehlgeschlagen sind. Der Wasserstoff erwies sich in dem, allerdings primitiv zusammengekitteten Apparaten, als noch undurchlässiger wie Luft.

Wollte man annehmen, dass die Strahlung des Funkens eine reine Temperaturstrahlung sei — was mir unwahrscheinlich erscheint —, so läge es nahe, das ultraviolette Maximum als vom Dampfe, das ultrarote als von den glühenden Metallpartikelchen herrührend anzunehmen. Die Temperatur des Dampfes müsste dann ausserordentlich hoch sein.

Genauere Mitteilungen mit samt dem Zahlenmaterial werden demnächst folgen.

Bonn, physikalisches Institut der Universität, Dezember 1903.

(Eingegangen 2. Januar 1904.)

Über die Durchlässigkeit von Nebel für Lichtstrahlen von verschiedener Wellenlänge.

Von A. Rudolph.

Solange die Petroleumlampe fast ausschliesslich als Lichtquelle für die Leuchtfeuer diente, war es üblich und auch ausreichend, das von zwei zu vergleichenden Lichtquellen ausgehende Licht unzerlegt zu messen und das Verhältnis der dabei gewonnenen Werte als Massstab für den Nutzwert dieser Lichtquellen zu betrachten.

Dieses nur bei gleichem Urfarbengehalt zweier Lichtquellen zutreffende Verfahren muss bei starker Verschiedenheit des Urfarbengehaltes zu Trugschlüssen führen. Auf dem Wege vom Feuer bis zum Auge des entfernten Beobachters werden gewisse urfarbige Strahlen — nach den bisherigen Annahmen die violetten und blauen, vielleicht auch die dunkelgrünen und dunkelroten — durch die Atmosphäre mehr oder weniger verzehrt.

Der Befeuerungswert einer Lichtquelle hängt mithin von dem Gehalt an den nicht verzehrten urfarbigen Lichtstrahlen ab und zwar von dem spezifischen Gehalt (Gehalt der Flächeneinheit der Lichtquelle), weil diese durch das optische Mittel (Spiegel, Fresnellinse und dergleichen) beobachtet wird.

Seitdem in neuerer Zeit ausser dem Petroleumlicht die verschiedensten anderen Lichtquellen — Acetylen- und Fettgaslicht, Gas-, Petroleum- und Spiritusglühlicht, elektrisches Bogen- und Glühlicht u. s. w. — in der Leuchtfeuertechnik Verwendung finden, handelt es sich demnach in erster Linie um den Vergleich der Stärken zweier Lichtquellen im Lichte je einer und derselben Urfarbe, d. h. im Lichte von bestimmter Wellenlänge.

Bei der Verwendung des künstlichen Lichtes im bürgerlichen Leben kommt der Umstand, dass die einzelnen urfarbigen Lichtstrahlen nicht gleichmässig von der Atmosphäre verzehrt werden, nicht in Betracht, weil der Wirkungsbereich klein und die von den Lichtstrahlen zu durchdringende Luftschicht nur dünn ist. Die Leuchtfeuer sind im Gegensatz dazu für grosse Tragweiten bestimmt. Es besteht deshalb ein Unterschied zwischen dem Werte einer Lichtquelle für das bürgerliche Leben (bürgerliche Lichtstärke) und für Leuchtfeuerzwecke (Leuchtfeuer-Lichtstärke). Der bürgerliche Leuchtwert zweier Lichtquellen kann, abgesehen von persönlichen oder physiologischen Einflüssen, gleich sein, obwohl ihr Urfarbengehalt sehr verschieden ist. Sie können als gleichwertig angesehen werden, wenn sie die Gegenstände, abgesehen von der Farbe, gleich gut sichtbar machen, z. B. wenn man dieselbe Schrift gleich gut lesen kann. In diesem Sinne können z. B. Petroleumlicht, elektrisches Glühlicht und Gasglühlicht trotz ihrer ganz verschiedenen Färbung gleichwertig sein. Für Leuchtfeuerzwecke haben dagegen nur solche Lichtquellen den gleichen Wert, welche die Atmosphäre in ihren verschiedenen Zuständen gleich gut durchdringen, d. h. gleich stark verzehrt werden. Das ist nur bei Lichtquellen von vollkommen gleichem Urfarbengehalt, streng genommen also nur bei Lichtquellen der-

Fig. 1.

selben Art der Fall. Soll der Wert einer Lichtquelle aus der bekannten oder verhältnismässig leicht mittels der gebräuchlichen Photometer zu messenden bürgerlichen und spezifischen Lichtstärke für Leuchtfeuerzwecke ermittelt werden, so ist ein Massstab erforderlich, der es ermöglicht, erstens den Einfluss der Lichtstrahlen von einer bestimmten Wellenlänge auf die Gesamtleuchtstärke der Lichtquelle zu ermitteln und die Lichtstärken der Strahlen von bestimmter Wellenlänge in verschiedenen Lichtquellen unmittelbar zu vergleichen, zweitens die Fernwirkung der Lichtquelle zu berechnen aus dem Prozentsatz, nach dem die einzelnen urfarbigen Strahlen von der Atmosphäre verzehrt werden.

In der Königlichen Versuchsstation für Leuchtfeuer zu Stettin-Bredow sind im Sinne der vorstehenden Bemerkungen Untersuchungen bezüglich einer Reihe von solchen Lichtquellen eingeleitet worden, die in neuerer Zeit in der Leuchtfeuertechnik Bedeutung erlangt haben.

Als Lichteinheit ist bei den Versuchen die Hefnerkerze angenommen worden.

Es handelte sich bei dem ersten Teile der Untersuchungen zunächst darum, den bürgerlichen Leuchtwert verschiedener Lichtquellen festzustellen, diese dann weiter spektralphotometrisch zu messen und zwar die Schaulinien so festzulegen, dass die von ihnen und der Nullinie eingeschlossenen Flächen die bürgerlichen Lichtstärken darstellen. Der Leuchtwert der verschiedenen urfarbigen Lichtstrahlen ist sehr verschieden und wird durch eine Schaulinie (Intensitätskurve, Wertigkeitslinie) dargestellt, welche in der Nähe des Natriumlichtes ihr Maximum hat. Diese Wertigkeitslinie ist zur Berechnung des bürgerlichen Leuchtwertes einer Lichtquelle aus der spektralphotometrisch ermittelten Schaulinie erforderlich.

Die Abbildung 1 zeigt die für die Benutzung bei den weiteren Untersuchungen hier ermittelte Wertigkeitslinie, bezogen auf die Hefnerkerze als Einheit. Mit Hilfe dieser Wertigkeitslinie sind acht Lichtquellen untersucht worden. Die nachstehenden Ergebnisse zeigen nur verhältnismässig geringe Abweichungen zwischen der mittels der Photometer von Bunsen und Weber zu gleicher Zeit unmittelbar gemessenen und der aus der Schaulinie für die spektrale Leuchtkraft ermittelten bürgerlichen Leuchtstärke. Die Wertigkeitslinie ist mithin für praktische Zwecke brauchbar.

Die Unterschiede in Prozenten anzugeben führt zu einem falschen Urteil und ist deshalb hier nicht geschehen. Die Empfindlichkeit des Auges und der zum Messen benutzten Apparate sind begrenzt, so dass die Fehler bei schwachen Lichtquellen in Prozenten ausgedrückt erheblich grösser sein können, als bei starken, obwohl die Messungen in beiden Fällen gleich sorgfältig ausgeführt sind.

Die Ermittelung des Verhältnisses, in welchem die verschiedenen Lichtstrahlen von der Atmosphäre aufgezehrt werden, umfasst den zweiten Teil der Untersuchungen. Diese sind mit künstlichem Nebel in der Dunkelkammer begonnen worden und sollen darnach durch Beobachtungen

	Acetylen-Freibrenner	Acetylen-Glühlicht	Leuchtturmbrenner von Pintsch. (Acetylen)	Nernstlicht	Petroleumlampe	Spiritus-Glühlicht	Elektr. Glühlicht. (Polarlampe)	Elektr. Glühlicht. (15-Voltlampe)
1. Aus den Messungen mit dem Spektralphotometer berechnet: H. K. . . .	24,98	289,44	93,90	23,69	23,94	42,07	70,39	7,73
2. Mit den Photometern gemessen: H. K.	28,40	297,50	90,00	25,30	26,50	45,70	78,00	8,30
3. Unterschied: H. K. . .	+3,42	+8,06	−3,90	+1,61	+2,56	+3,63	+7,61	+0,57

Fig. 2.

im Freien nach Möglichkeit ergänzt und berichtigt werden.

Zur Erzeugung von künstlichem Nebel für diese Messungen wurde eine Vorrichtung hergestellt, welche nach mehrfachen Abänderungen und Verbesserungen die in Abbildung 2 dargestellte brauchbare Form erhalten hat. Der Nebelapparat besteht aus einem Cylinder von 250 mm l. W. und 995 mm Länge. In diesen mit einem Mantel für Wasserkühlung versehenen Cylinder wird ein gleichmässiger Dampfstrahl geblasen. Je nach der Menge des zufliessenden Kühlwassers kann jede gewünschte Abkühlung erreicht und somit auch die Nebeldichte in weiten Grenzen verändert werden. In Abbildung 3 ist die benutzte Versuchsanordnung dargestellt. An die Stelle der Vergleichsflamme ist ein Spiegel gesetzt worden, der das auffallende Licht der Hauptflamme L in den Kollimatorspalt k_1 wirft. Ein Vorzug dieser Anordnung ist die völlige Übereinstimmung der spektralen Zusammensetzung des durch den Spiegel nach k_1 abgeblendeten Lichtes mit dem der Hauptflamme L. Die Folge hiervon ist, dass die Einstellung des Nicols, solange kein Nebel im Apparat ist, bei allen Wellenlängen die gleiche sein muss.

Fig. 3.

Mit dem Nebelapparat ist eine grössere Anzahl (31) Messungen ausgeführt worden, denen wohl noch Ungenauigkeiten infolge von geringen Schwankungen der Nebeldichte und von Ablesungsfehlern anhaften, die aber in ihrem Verlauf miteinander hinreichend übereinstimmen.

Die Durchlässigkeit des Nebels in der Natriumlinie ist gleich 1 gesetzt, d. h. für die Lichtstrahlen von 590 $\mu\mu$ ist das Verhältnis der durch den Nebel zu den unmittelbar zum Nicol gelangten Strahlen gleich 1. Darnach ist aus den Versuchen die relative Durchlässigkeit des Nebels für die Lichtstrahlen der verschiedenen Wellenlängen von 490—670 $\mu\mu$ in Abständen von je 20 $\mu\mu$ ermittelt worden.

Die Schaulinien I—IV in Abbildung 4 zeigen die Ergebnisse von 4 solchen Messungen. M ist das Mittel aus diesen 4, N aus allen 31 Messungen.

Als Massstab für die Nebeldichte ist das Verhältnis angenommen worden zwischen den Lichtmengen, die durch den Cylinder einmal ohne und dann mit Nebel gelangen. Die Schaulinien in der Abbildung 4 sind auf die Nebeldichte 50 bezogen worden, d. h. von 50 Kerzen der Lichtquelle gelangt nur eine durch den Nebel. Die Schaulinien sind also relative Durchlässigkeitslinien. Sie stimmen darin überein, dass entgegen den bisher

Fig. 4.

fast allgemein gültigen Anschauungen fur den grünen und blauen Teil des Spektrums die Durchlässigkeit grösser als 1, jedoch für den roten Teil kleiner als 1 ist, d. h. der Verlauf jeder dieser Linien zeigt deutlich, dass Nebel für blaue Strahlen durchlässiger ist, als für rote.[1])

Die aus allen 31 Messungen erhaltene Schaulinie *N* zeigt eine Gesamtverschiebung der relativen Durchlässigkeitslinie für die Nebelstärke 50 um 22 Proz. im sichtbaren Spektrum, wovon auf den blauen Teil 14 Proz. und auf den roten 8 Proz. entfallen.

Einzelne Schaulinien zeigen erhebliche Schwankungen, z. B. II in Abbildung 4. Das ist indessen nicht ungewöhnlich, da bei sehr geschwächtem Licht gemessen werden muss und die Ablesungen durch mancherlei Zufälligkeiten beeinflusst werden. Die Mittellinien aus je 4 Messungen (*M* Abbildung 4) und die Endlinie aus allen 31 Messungen (*N* Abbildung 4) zeigen augenscheinlich, dass diese Fehler sich mit der Zahl der Messungen mehr und mehr ausgleichen und dass durch dieselben der Wert des Gesamtergebnisses nicht beeinträchtigt wird.

Zur Bestätigung der Richtigkeit der bisherigen Messungen wurde versucht, die ungleichmässige Lichtschwächung durch den Nebel unmittelbar im Spektralphotometer wahrzunehmen.

Nachdem das Nicol im roten Spektralfeld (Lithiumlinie) auf gleiche Helligkeit der Vergleichsfelder eingestellt worden war, konnte durch Abheben des Spektralrohres mit der Hand, damit das Überschauen des Spektrums sehr schnell möglich ist und eine merkliche Änderung n der Nebeldichte inzwischen nicht eintreten kann, das ganze durch den Nebel beeinflusste Spektrum beobachtet werden, wobei mit grosser Sicherheit die Thatsache festgestellt werden konnte, dass die blauen Strahlen nicht in dem Masse aufgezehrt werden, wie die gelben und roten.

Mit dem dargestellten Apparate kann man Nebelstärken von 80—150 gut erreichen und vorübergehend noch bis 300. Für längere Messungen haben nur Nebelstärken von 40 bis 50 die erforderliche Gleichmässigkeit.

Die Messungen sind mit künstlichem Nebel angestellt worden und haben das Ergebnis geliefert, dass solcher Nebel für blaue Strahlen durchlässiger ist als für rote. Auf die für Leuchtfeuer wichtigen atmosphärischen Verhältnisse ist das Ergebnis nicht ohne weiteres anwendbar. Trotzdem sind diese Versuche auch dafür nicht ohne Bedeutung. Der Nebelcylinder ist nur rund 1 m lang. Es ist noch kein besonders dichter Nebel im Apparat, wenn die Nebelschicht von 1 m Stärke die Dichte 50 hat, d. h. wenn von 50 Kerzen der Lichtquelle nur noch eine durch den Nebel gelangt, und es lässt sich die Nebeldichte 300 leicht erreichen. Daraus ergiebt sich, dass der Nebel in der Atmosphäre das Licht in so hohem Masse verzehrt, dass man davon Abstand nehmen muss, die Leuchtfeuer so stark zu machen, dass sie auch für Nebel noch eine brauchbare Wirkungsweite haben.

Für Leuchtfeuer kommt als besonders wichtig ein Zustand der Luft in Betracht, den man „diesig" oder „häsig" nennt und von dem man mit Sicherheit annehmen kann, dass er umgekehrt wie der Nebel die roten Strahlen besser durchlässt als die blauen. Vielleicht wird es gelingen, durch die Fortsetzung der Versuche den Gegensatz aufzuklären. Diesige Luft verzehrt weniger Lichtstrahlen als Nebel. Wirksame Leuchtfeuer können dafür noch hergestellt werden.[1])

1) Anm. der Redaktion: Die in dieser Zeitschrift mitgeteilten Versuche über „Optische Resonanz" (4, 208, 258, 338, 339, 404, 426) zeigen, dass dieses Ergebnis kaum allgemeingültig ist, sondern nur der speziellen, im Apparate des Verfassers erzielten Nebeltropfengrösse zukommt. Nach jenen Vorstellungen und Versuchen muss das Absorptionsmaximum je nach der Nebeltropfengrösse an jeder beliebigen Stelle des Spektrums liegen können.

(Eingegangen 11. Dezember 1903.)

Über die Magnetisierung und die magnetischen Längenveränderungen ferromagnetischer Metalle und Legierungen bei der Temperatur von flüssiger Luft.

Von K. Honda und S. Shimizu.

Vor zwei Monaten hat Professor Nagaoka und der eine von uns in einem Bericht der mathematisch-physikalischen Gesellschaft zu Tokyo die Ergebnisse von Versuchen über die Magnetisierung und Magnetostriktion von Nickelstahlen mit verschiedenem Nickelgehalt veröffentlicht. Vorliegende Versuche wurden in der Absicht unternommen, obige Untersuchung auch auf die Temperatur flüssiger Luft auszudehnen.

Der Apparat zum Messen der Längenveränderung war derselbe wie bei der unseren früheren, in dieser Zeitschrift **4**, 500, 1903 beschriebenen Versuchen benutzte. Im vorliegenden Falle wurde die Magnetisierung ausserdem nach der magnetometrischen Methode gemessen, wobei Magnetometer und Kompensationsspule in magnetisch gerade westlicher Richtung von der Magnetisierungsspule aufgestellt war.

Unsere Versuchsstücke bestanden aus 5 ferromagnetischen Ovoiden und aus 12 von Herrn Ch. Ed. Guillaume gütigst überlassenen Proben von Nickelstahl. Dieselben wurden alle in der Form von Ovoiden untersucht (grosse Achse = 20 cm und kleine Achse = 1,0 cm). Die Ergebnisse der Versuche lassen sich folgendermassen zusammenfassen:

a) Die Magnetisierung ferromagnetischer Metalle.

1. Bei schwedischem Eisen, Wolframstahl und Nickel vermindert Abkühlung in flüssiger Luft die Magnetisierung in schwachem Felde, während die Magnetisierung in starkem Felde stärker wird. Bei Eisen und Wolframstahl ist die Veränderung sehr klein und beträgt höchstens 2 bis 3 Proz., während bei Nickelstahl die anfängliche Verminderung verhältnismässig bedeutend ist und annähernd 10 Proz. beträgt. Das Feld, bei dem keine Veränderung stattfindet und die Wirkung der Abkühlung ihr Zeichen ändert, beträgt 115 Gauss bei schwedischem Eisen und Wolframstahl, und 580 Gauss bei Nickel. Fleming und Dewar[1]), die zuerst die Magnetisierung von Eisen und Stahl in flüssiger Luft gemessen haben, beobachteten keine Zunahme der Magnetisierung bei Eisen und Stahl, weil die Felder, mit denen sie arbeiteten, zu schwach waren, um eine derartige Zunahme zu zeigen.

2. Bei Gusskobalt und geglühtem Kobalt vermindert Abkühlung stets die Magnetisierung. Die Wirkung ist verhältnismässig bedeutend und bei Gusskobalt erheblich kleiner als bei geglühtem Kobalt.

3. Dieselben Versuchsstücke wurden nach Abkühlung in flüssiger Luft wieder bei gewöhnlicher Temperatur untersucht. Bei schwedischem Eisen, Wolframstahl und Nickel fallen die Magnetisierungswirkungen vor und nach der Abkühlung für alle Felder zusammen. Bei gegossenem und geglühtem Kobalt stellt sich hingegen eine bedeutende bleibende Veränderung des magnetischen Zustandes ein.

4. Ein Vergleich der Magnetisierung bei gewöhnlicher Temperatur und der bei der Temperatur von flüssiger Luft ist in Tabelle I gegeben.

Tabelle I.

Metall	t	$H=5$	10	50	200	500
Schwed. Eisen	27,5° C	620	1010	1322	1527	1675
	-186° „	620	950	1312	1517	1653
Wolframstahl.	30,7°	60	200	1220	1400	1502
	—186°	48	148	1190	1420	1544
Nickel . . .	13,0°	140	223	415	478	482
	—186°	50	166	385	443	478
Gußkobalt. .	20,0„	60	160	608	919	1057
	—186°	38	116	494	840	1016
Geglüht. Kob.	18,6°	8	18	162	413	605
	—186°	5	10	82	314	505

b) Die Längenveränderung ferromagnetischer Metalle.

5. Bei schwedischem Eisen und Wolframstahl wird durch Abkühlung in flüssiger Luft die Längenausdehnung der Metalle vermindert. Die Veränderung ist sehr klein bei Wolframstahl, jedoch bei schwedischem Eisen verhältmässig bedeutend. Bei Nickel wird die Kontraktion bis zu $H = 670$ Gauss vermindert, aber in stärkeren Feldern erhöht.

6. Bei Gusskobalt wird die Kontraktion bedeutend erhöht, mit Ausnahme von schwachen Feldern, bei denen man eine geringe Abnahme der Kontraktion beobachtet. Bei geglühtem Kobalt ist es umgekehrt; die Kontraktion wird dort stets verringert.

7. Bei Wolframstahl, geglühtem Kobalt und Nickel sind die Längenveränderungen vor und nach der Abkühlung dieselben. Bei schwedischem Eisen wird jedoch die Ausdehnung nach der Abkühlung grösser als vor der Abkühlung. Bei geglühtem Kobalt nimmt die Kontraktion gegen die vor der Abkühlung beobachtete ein wenig ab. In Bezug auf die Längenveränderung verhalten sich also Gusskobalt und geglühter Kobalt ganz verschiedenartig.

8. Der Vergleich zwischen der Längenveränderung bei gewöhnlicher Temperatur und der Temperatur flüssiger Luft ist in Tabelle II enthalten:

Obige Resultate für schwedisches Eisen, Nickel und geglühten Kobalt stimmen mit den von uns an Stäben von diesen Metallen erzielten

1) Proc. Roy. Soc. **60**, 81, 1893.

Tabelle II.

Metall	t	$H=20$	50	150	300	700
Schwed. Eisen	24,5° C.	+ 3,4×10−6	+ 3,6×10−6	+ 1,7×10−6	− 1,7×10−6	− 6,7×10−6
	−186°	+ 3,2	+ 3,3	+ 1,3	− 2,7	− 9,4
Wolframstahl	23,2° C.	+ 2,4	+ 4,4	+ 4,5	+ 3,8	+ 2,4
	−186°	+ 1,5	+ 4,1	+ 4,1	+ 3,4	+ 1,9
Nickel	19,5°	−13,0	−26,0	−34,9	−37,0	−38,0
	−186°	−10,0	−21,0	−29,0	−32,9	−38,2
Gusskobalt	20,0°	− 1,9	− 6,5	− 9,6	− 7,0	− 1,2
	−186°	− 1,7	− 6,0	−11,0	−11,5	− 8,8
Geglühter Kobalt	13,5°	− 0,1	− 0,2	− 2,0	−3,0	− 7,0
	−186°	− 0,1	− 0,1	− 0,9	−2,6	− 8,6

Ergebnissen überein.[1]) Die Veränderung der Längenausdehnung von Wolframstahl in starken Feldern ist mit der in unserem früheren Versuch beobachteten nicht identisch. Da jedoch die Veränderung sehr unbedeutend ist, so lässt sich die Abweichung durch Betrachtung der entmagnetisierten Kraft erklären.

c) Magnetisierung von Nickelstahl.

9. Ebenso wie bei Eisen, Wolframstahl und Nickel ist die Magnetisierung von Legierungen von Nickelstahl mit mehr als 25 Proz. Nickel in schwachem Felde kleiner und nimmt in starkem Felde zu, wenn man eine Abkühlung durch flüssige Luft bewirkt. Bei Legierungen mit weniger Nickel nimmt die Magnetisierung mit der Abkühlung stets zu. Die Magnetisierungsveränderung wird mit Ausnahme von 28,73 Proz. grösser, wenn der Nickelgehalt nach 25 Proz. hin abnimmt. Die Magnetisierung in flüssiger Luft ist bei Nickelstahl zu 25 Proz., der in gewöhnlichem Zustande fast unmagnetisch ist, gleichfalls sehr gering. Bei weiterer Zunahme des Nickelgehalts nimmt die Magnetisierungsveränderung wieder zu. Bei 26,34 Proz. findet die grösste Veränderung statt, und nimmt die Magnetisierungsstärke von 16 nach 1275, d. h. um ungefähr das 80fache, zu.

10. Die Magnetisierung von Nickelstahl mit mehr als 36 Proz. Nickel ist vor und nach der Abkühlung fast dieselbe; sie ist daher umkehrbar. Die Magnetisierungsveränderung bei anderem Nickelstahl ist nicht umkehrbar; bei Abkühlung in flüssiger Luft tritt mit abnehmendem Gehalt immer weniger eine Wiederherstellung des Anfangszustandes ein; bei 24,40 Proz. und 24,04 Proz. ist die Magnetisierung nach der Abkühlung sogar grösser als in flüssiger Luft; die allgemeinen Ergebnisse fallen mit den von Hopkinson und Osmond mit fester Kohlensäure erzielten[2]) zusammen.

11. Tabelle III enthält die Magnetisierungsstärke bei gewöhnlicher Temperatur und in flüssiger Luft:

Tabelle III.

Legierungen	t	$H=5$	15	50	200	500
70,32 Proz.	23° C.	560	768	942	1000	1004
	−186°	500	766	978	1044	1052
50,72 "	24°	500	900	1138	1238	1243
	−186°	480	916	1162	1300	1310
46 "	20°	390	885	1108	1204	1220
	−186°	200	880	1187	1347	1379
36 "	13°	240	698	920	1001	1010
	−186°	80	740	1140	1313	1343
29,42 "	23°	96	132	152	172	194
	−186°	18	166	605	943	1120
29 "	13°	180	258	300	318	330
	−186°	35	190	725	1126	1300
28,72 "	23°	180	240	280	308	320
	−186°	28	162	642	1019	1213
28,32 "	17°	33	48	60	83	111
	−186°	45	211	600	978	1160
26,64 "	23°	0	0,1	0,3	10	17
	−186°	20	126	620	1068	1274
25 "	13°	0	0	0	0	0,2
	−186°	0,2	0,5	2,0	7,6	15,2
24,40 "	19°	0	0	0	5	10
	−186°	20	80	454	883	1102
24,04 "		1	5	20	48	72
	−186°	18	70	431	898	1120

Die Kurven, welche die Beziehung zwischen der Magnetisierung in flüssiger Luft und dem Nickelgehalt darstellen, sind denen ganz ähnlich, welche von Prof. Nagaoka und dem einen von uns bei gewöhnlicher Temperatur erhalten worden sind.[1]) In vorliegendem Falle treten jedoch ausser einem Hauptmaximum zwei kleine Maxima auf, und zwar das eine bei 29 Proz. und das andere bei 26,64 Proz. Ähnlich verhält es sich mit der Längenveränderung in flüssiger Luft.

d) Die Längenveränderung von Nickelstahl.

12. Die Wirkung der Abkühlung auf die Längenausdehnung bei Nickelstahl geht ganz parallel mit der in Bezug auf die Magnetisierung beobachteten. Bei Nickelstahl mit grösserem Nickelgehalt als 28,82 Proz. nimmt die Längenausdehnung in schwachem Felde ab und in starkem Felde zu, wenn man dieselben in flüssiger Luft abkühlt; bei anderen Sorten von

1) Honda und Shimizu, l. c.
2) Compt. rend. **128**, 304, 1899.

1) Nagaoka und Honda, Report of the Tokyo Mathematico-Physical Society, Vol. II, **2**, 9, 1903.

Tabelle IV.

Legierungen	t	$H = 20$	50	150	300	600
70,32 Prozent	22,0° C.	6,4×10⁻⁶	9,5×10⁻⁶	11,5×10⁻⁶	11,8×10⁻⁶	11,8×10⁻⁶
	−186°	6,0	9,8	12,4	12,8	12,9
50,72 "	26,5°	8,6	15,4	21,3	23,0	24,0
	−186°	7,2	14,5	23,0	26,0	26,7
46 "	20,0°	8,0	15,5	22,0	24,0	25,1
	−186°	7,2	15,5	24,5	28,3	29,6
36 "	20,0°	5,5	9,7	15,0	17,0	19,0
	−186°	3,0	10,2	21,5	26,8	29,9
29,42 "	19,5°	0,5	1,0	2,3	3,5	6,7
	−186°	0,6	2,0	6,1	10,2	15,8
29 "	12,5°	1,2	2,0	3,4	4,8	8,1
	−186°	0,1	2,4	10,1	16,0	20,7
28,82 "	22,5°	1,0	1,6	2,8	4,3	6,9
	−186°	0,4	1,8	7,2	11,2	16,4
28,32 "	20,0°	0,1	0,4	1,0	2,1	4,8
	−186°	0,5	2,0	6,3	11,3	16,0
26,64 "	24,5°	0,0	0,0	0,0	0,1	0,2
	−186°	0,4	2,0	7,0	11,8	17,0
24,40 "	25,0°	0,0	0,0	0,0	0,0	0,1
	−186°	0,3	1,2	5,0	9,5	13,6
24,04 "	21,0°	0,0	0,0	0,1	0,2	0,6
	−186°	0,3	1,6	6,8	12,2	21,1

Nickelstahl verschwindet die anfängliche Zunahme der Längenausdehnung.

Das Verhältnis der gewöhnlichen Längenausdehnung zu der in flüssiger Luft nimmt im allgemeinen mit abnehmendem Nickelgehalt zu. Bei 36 Proz. beträgt es ungefähr 0,6, bei $H = 500$ Gauss und bei 28,32 Proz. etwa 2,7 und bei 24,40 Proz. etwa 80,0 in demselben Felde.

13. Bei umkehrbarem Nickelstahl fällt die Längenausdehnung vor und nach der Abkühlung genau zusammen. Die Längenausdehnung von anderen Nickelstahlsorten ist, nachdem diese in flüssiger Luft abgekühlt worden sind, stets grösser als vor der Abkühlung. Bei Legierungen zu 26,64 Proz. und 24,40 Proz. nimmt die Längenausdehnung beim Erhitzen auf gewöhnliche Temperatur sogar zu. Nickelstahl zu 25 Proz. dehnt sich bei gewöhnlicher Temperatur und ebenso in flüssiger Luft nicht merklich aus.

14. Die numerischen Ergebnisse unserer Versuche sind in Tabelle IV enthalten:

15. Schliesslich möge noch erwähnt werden, dass die Dichte nicht umkehrbaren Nickelstahls bei gewöhnlicher Temperatur eine dauernde Veränderung erleidet, wenn der Stahl in flüssige Luft getaucht wird. Diese eigentümliche Thatsache ist zuerst von Hopkinson beobachtet und kürzlich von Ch. Ed. Guillaume[1]) und Osmond[2]) bestätigt worden: die Tabelle V enthält die beobachteten Werte der Dichte:

Tabelle V.

Legierungen	28,32 Proz.	26,64 Proz.	24,40 Proz.	24,04 Pr.
Vor d. Abkühlg.	8,15	8,16	8,13	8,06
Nach d. "	8,01	7,99	8,06	7,94

1) Compt. rend **126**, 738, 1898.
2) Compt. rend. **128**, 1395, 1899.

Wir sehen daher, dass die Dichte durch Abkühlung in flüssiger Luft stets verkleinert wird. Der Guillaumesche Versuch zeigt uns, dass nicht umkehrbarer Nickelstahl durch Abkühlen ausgedehnt wird und beim Erwärmen auf gewöhnliche Temperatur wiederum eine Ausdehnung erfährt, so dass das Volumen dieser Legierungen einen doppelten Zuwachs beim Eintauchen in flüssige Luft erfährt.

Tokyo, 4. Juli 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 21. November 1903.)

Zur Frage der Kompassaufstellung in eisernen Ruderhäusern.

Von H. Meldau.

Im 3. und 4. Jahrgange dieser Zeitschrift sind von mir die für die Konstruktion des Schiffskompasses und für seine Aufstellung und Behandlung an Bord von Eisenschiffen massgebenden Gesichtspunkte in einer Reihe von Aufsätzen dargelegt worden.[1]) Der Zweck dieser Aufsätze, deren Inhalt übrigens rein referierenden Charakters war, lag darin, die Aufmerksamkeit und das Interesse physikalischer Kreise auf ein für den Seeverkehr äusserst wichtiges Gebiet angewandter Physik zu lenken.

In gleicher Richtung ist das Ziel der vorliegenden Mitteilung zu suchen, die eine speziellere neuerdings für die Handelsmarine brennend gewordene Frage auf dem Gebiete des Kompasswesens behandelt.

1) Diese Zeitschr. **3**, 323, 391, 554, 1902; **4**, 376, 1903.

Wie schon früher (d. Ztschr. **3**, 558, 1902) angedeutet, sind die magnetischen Verhältnisse, unter denen der Kompass seine Aufgabe erfüllen soll, nicht nur auf den Kriegsschiffen, sondern zum Teil auch auf den Fahrzeugen der Handelsmarine mit der Zeit immer ungünstiger geworden. Die ausserordentlich erhöhte Geschwindigkeit moderner Passagierdampfer lässt im Interesse der Sicherheit der Schiffsführung einen vor den ärgsten Unbilden der Witterung geschützten Standort für die Schiffsführer wünschenswert erscheinen. Während früher der Kompass stets auf der offenen „Brücke" des Schiffes Aufstellung fand, stellt man ihn deshalb jetzt vielfach in ein „Ruderhaus", das, sich rückwärts an die übrigen Brückenaufbauten (Navigationszimmer, Zimmer für Kapitän und Offiziere) anlehnend, den mittleren Teil der Brücke überdeckt und vorn und seitwärts abschliesst. Damit dieses Ruderhaus den nötigen Widerstand gegen etwa überkommende Seen besitzt, ist es nötig, wenigstens seine Vorderwand aus Stahl herzustellen. Bisweilen hat man, einer Tendenz des Eisenschiffbaues folgend, auch für die Seitenwände sowie die Quer- und Diagonalverbände der Decke Stahl als Baumaterial angewandt. In magnetischer Beziehung war die Aufstellung des Kompasses in einem solchen Ruderhause wohl a priori als eine bedenkliche Verschlechterung zu bezeichnen und das hat sich denn auch durch die Erfahrung in verschiedenen Fällen nur zu sehr bestätigt.

Die am meisten charakteristische Veränderung, die in den magnetischen Verhältnissen des Kompassortes durch die besagte Aufstellung in einem Ruderhause eintritt, scheint mir darin zu liegen, dass die schiffsmagnetische Vertikalkraft (Kraft senkrecht zum Deck) einen Zeichenwechsel erfährt und unter Umständen übermässig gross wird.

Bei Schiffen, die in nordmagnetischer Breite gebaut sind, zeigen die in oder über Deckshöhe gelegenen Eisenteile naturgemäss Südpolarität, so dass bei frei aufgestelltem Kompass durchweg eine den Nordpol der Nadel nach abwärts ziehende Kraft vorhanden ist. Durch die eisernen Seitenwände des Ruderhauses aber werden kräftige Südpole in unmittelbarer Nähe oberhalb des Kompasses festgelegt, so dass eine nach oben gerichtete Vertikalkraft die Folge ist.

Ich hatte Gelegenheit, die auf diese Weise geschaffenen magnetischen Verhältnisse auf einer Reihe neuerer Dampfer des Norddeutschen Lloyd zu untersuchen. Die Resultate der Vertikalkraftmessungen sind in den beistehenden sechs Darstellungen niedergelegt. Die Kräfte sind in der Mittelebene des Ruderhauses in ungefährer Kompasshöhe (1,1 m über dem Fussboden) gemessen. Als Massstab für die Kräfte ist am linken Rande jeder Figur der für die deutschen Küsten geltende Wert ($H = 1{,}8$ *G. E.*) der Horizontalkomponente des Erdmagnetismus angegeben. Die Kompassorte sind in den Figuren unter der Bezeichnung „vorderer Kompass" (v. K.) und „hinterer Kompass" (h. K.) kenntlich gemacht. Die sechs Schiffe sind auf drei verschiedenen Werften erbaut, nämlich beim Vulkan in Stettin, bei J. Schichau in Danzig und bei Joh. C. Tecklenborg in Geestemünde. Die Erbauungsorte sind den Schiffsnamen in den Figuren beigesetzt.

Fig. 1—6.

Zur Erläuterung der Figuren sei folgendes hinzugefügt:

Fig. 1. Der Schnelldampfer „Kronprinz Wilhelm" hat ein Ruderhaus, dessen Vorder- und Seitenwände aus Stahl hergestellt sind. In der Decke befinden sich eiserne Quer- und Diagonalverbände. Im ganzen Ruderhause herrscht eine nahezu konstante nach oben gerichtete Vertikalkraft von einem enormen Betrag. Sie ist fast gleich $2\frac{1}{2}\ H$ oder ungefähr gleich dem für unsere Breite gültigen Werte der Vertikalintensität, woraus — nebenbei bemerkt — das Kuriosum folgt, dass eine Flinder-

stange in diesem Raume in unseren Breiten überhaupt unwirksam ist.[1])

Fig. 2. Im bemerkenswerten Gegensatze dazu steht das Ruderhaus des Schnelldampfers „Kaiser Wilhelm II". Die Seitenwände sind hier von Holz, die hinter dem Ruderhause stehenden Wände des Navigationszimmers usw. sind aus Holz hergestellt. Die an der Vorderwand erhebliche Vertikalkraft fällt rasch ab, geht durch Null und ist für den hinteren Kompass schon nach abwärts gerichtet.

Fig. 3. Ähnlich, wenn auch weniger günstig, liegen die Verhältnisse auf Dampfer „Seydlitz". Die Seitenwände sind auch hier, ebenso wie bei den folgenden Schiffen, aus Holz. Die hinter dem Ruderhause vertikal stehenden Eisenmassen bewirken, dass die Kräfte langsamer abfallen und im hinteren Teile des Hauses wieder ansteigen.

Fig. 4. Recht ungünstig liegen die Verhältnisse auf Dampfer „Roon". Trotz hölzerner Seitenwände fallen die Kräfte nur sehr wenig ab.

Fig. 5. Einwandfrei sind die magnetischen Verhältnisse im Ruderhause des Dampfers „Gneisenau". Es ist verständigerweise nur ein Kompass im Hause aufgestellt und dieser dafür an einer magnetisch günstigen Stelle.

Fig. 6. Das beste Verhalten bezüglich der Vertikalkräfte weist der Dampfer „Zieten" auf. Auf diesem Schiffe ist auf Veranlassung von Prof. C. Schilling ein Versuch mit einer Vorderwand aus unmagnetischem Nickelstahl gemacht. Die Seitenwände sind aus Holz. Die Vertikalkraft ist fast im ganzen Ruderhause gleich Null, nur im hinteren Teile findet ein Ansteigen statt, veranlasst durch die dahinter stehenden eisernen Wände.

Das überraschend günstige Resultat, das bei diesem Schiffe erreicht ist, darf nicht lediglich der Nickelstahlvorderwand beigemessen werden; vielmehr trägt die ganze Bauart des Ruderhauses und vor allem der darunter befindlichen Aufbauten zu ihm bei. Das Ruderhaus springt weit über den darunter liegenden Damensalon vor; die Vorderwand des letzteren steht ihrerseits wieder frei (d. h. ohne Fortsetzung nach unten) über dem darunter liegenden Speisesaal. Deshalb giebt es in der Umgebung des Kompasses keine Eisenmasse von beträchtlicher Vertikalerstreckung.

Der Vergleich der Figuren untereinander macht es sehr wahrscheinlich, dass die von den verschiedenen Werften verwandten Eisensorten magnetisch erhebliche Abweichungen zeigen. Man vergleiche nur die Vertikalkräfte auf „Kaiser Wilhelm II" mit denen auf „Roon"! Das vom Stettiner Vulkan verwandte Material scheint nach den vorliegenden Figuren in magnetischer Hinsicht das günstigste zu sein (vgl. „Gneisenau" und „Kaiser Wilhelm II" gegen „Seydlitz" und „Roon").

Die eingehende Betrachtung, die hier den Vertikalkräften gewidmet worden ist, findet ihre Berechtigung darin, dass ein erheblicher Wert der schiffsmagnetischen Vertikalkraft am Kompassorte als ein, wie es scheint, untrügliches Anzeichen für eine schlechte Beschaffenheit desselben angesehen werden darf.[1])

Insbesondere haben die Dampfer „Kronprinz Wilhelm" und „Roon" mit ernstlichen Kompassschwierigkeiten zu kämpfen.

Die praktischen Folgerungen, die aus den gemachten Beobachtungen gezogen werden können, gehen einerseits den Schiffbauingenieur, andererseits den Physiker, den Chemiker und die Eisenwalzwerke an:

Die Seitenwände des Ruderhauses sind unter keinen Umständen aus Eisen herzustellen. Auch in den hinter dem Ruderhause gelegenen Räumen hat man eiserne Wände soweit irgend möglich zu vermeiden.

Aufs lebhafteste zu begrüssen wäre die Herstellung eines nur schwach magnetisierbaren Stahles. Es braucht durchaus nicht auf Unmagnetisierbarkeit gedrungen zu werden; der Stahl müsste dem auf Dampfer „Zieten" gebrauchten 25proz. Nickelstahl gegenüber nur die Eigenschaften der leichteren Bearbeitbarkeit und der grösseren Billigkeit haben. Aus solchem Stahl wäre dann vor allem die Vorderwand des Ruderhauses herzustellen. Gegebenenfalls wäre dieser Stahl für die unter dem Ruderhause gelegenen Aufbauten heranzuziehen, bei denen sich die Anwendung von Holz aus Gründen der Festigkeit verbietet, und in deren Entwurf eine Rücksicht auf die magnetischen Verhält-

---

1) Zur Kompensation des Krängungsfehlers sind unter jedem der beiden im Ruderhause aufgestellten Kompasse vier kräftige Magnete etwa 22 cm unter der Rose befestigt. Hierdurch sei die früher (d. Ztschr. **3**, 558, Anm.) über dieses Schiff gemachte Angabe richtiggestellt. Jene Angabe ging auf eine mündliche Mitteilung zurück, in die sich ein Irrtum eingeschlichen hatte. Die weitere in der Anmerkung gemachte Bemerkung bezieht sich auf den Dampfer „Zieten", nicht auf „Kaiser Wilhelm II".

1) Der Zusammenhang beider Erscheinungen ist einerseits ein ursächlicher. Zwar wird die Vertikalkraft für den Ort, an dem sich die Nadeln befinden, durch den Krängungsmagneten aufgehoben, doch ist diese Kompensation aus mehreren Gründen nur eine angenäherte; sie berücksichtigt beispielsweise nicht die mit der Veränderung der magnetischen Breite eintretenden Änderungen. Je grösser die aufzuhebende Kraft, desto grösser werden auch die Störungsglieder, die bei einer Neigung des Schiffes in Wirksamkeit treten. Andererseits ist ohne Zweifel das schlechte Verhalten der Kompasse bei grosser Vertikalkraft als eine reine Begleiterscheinung aufzufassen. In der grossen Vertikalkraft drückt sich die zu grosse Nähe von Eisenmassen aus. Diese Eisenmassen werden auch bei aufrechter Lage des Schiffes besonders wegen des in ihnen induzierten halbfesten Magnetismus für das gute Verhalten des Kompasses verhängnisvoll.

nisse des Ruderhauses vom Schiffbauingenieur nicht verlangt werden kann.

(Eingegangen 3. Dezember 1903.)

Über die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem veränderlichen elektromagnetischen Felde unterworfen ist.

Von Franz Koláček.

Unter dem Titel „Über die magnetische Wirkung elektrischer Verschiebung" von John B. Whitehead jr., erschien in dieser Zeitschrift (4, 229, 1903) eine Abhandlung, in welcher sorgfältige Versuche beschrieben werden, deren Resultate für die Maxwellsche Lehre vom elektromagnetischen Felde verhängnisvoll werden könnten, wenn sie sich nicht anders interpretieren liessen als durch Nichtwirkung des Magnetfeldes auf Verschiebungsströme.

Im wesentlichen handelt es sich um die experimentelle Untersuchung des Antriebes, welchen ein rechteckiger Block D eines Dielektrikums (siehe Figur) im periodisch veränderlichen elektrischen Felde eines Kondensators I, I erfährt, wenn senkrecht zu den elektrischen Kraftlinien und zur (möglichen) Bewegungsrichtung des Blockes x ein gleichfrequentes, veränderliches magnetisches Feld erregt wird. Der beste Erfolg ist offenbar dann zu erwarten, wenn der Maxwellsche Verschiebungsstrom und der das Magnetfeld erregende Spulenstrom in gleicher Phase sind. Im Whiteheadschen Arrangement liess sich unter der Voraussetzung, dass die Verschiebungsströme allein die Ursache des Antriebes sind, die Stärke desselben berechnen. Dieselbe hätte eine Drehung des mit D verbundenen Hebels im Betrage von 485 Skalenteilen ergeben müssen, während thatsächlich das Beobachtungsresultat negativ war.

1. Dies ist, wie im folgenden gezeigt werden soll, in bester Übereinstimmung mit den Maxwell-Faradayschen Anschauungen, denen zufolge die Fernwirkung polarer Massen auf Spannungen zurückzuführen ist. Ihr Betrag lässt sich an der Hand des Energieprinzips berechnen (Helmholtz-Kirchhoff). Ist K die Dielektrizitätskonstante, X, Y, Z, ϱ die elektrostatisch gemessene elektrische Kraft, resp. Dichte, so gilt für die Komponenten der Spannungen elektrischer Art die Gleichungenreihe.

$$X_x = \frac{K}{8\pi}(X^2 - Y^2 - Z^2), \quad X_y = \frac{KXY}{4\pi}, \quad X_z = \frac{KXZ}{4\pi} \text{ etc.} \tag{0}$$

Die Spannungskomponenten X_x, X_y, X_z an einer Raumstelle erscheinen hier ausgedrückt durch die daselbst bestehenden Kräfte, und müssen, da es nur auf die Existenz dieser Kräfte und nicht auf deren Ursprung ankommt, auch dann richtig bleiben, wenn die Kräfte kein Potential besitzen. Eine Konsequenz dieser Idee ist beispielsweise das Gesetz der ponderomotorischen Wirkung eines Magnetfeldes auf ein Stromelement (siehe weiter unten).

Die ponderomotorische Kraft elektrischen Ursprungs Ξ_e, H_e, Z_e beträgt per Volumeinheit

$$\left.\begin{aligned} \Xi_e &= \frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} = KY\gamma - KZ\beta - \frac{\partial K}{\partial x}\cdot\frac{H^2}{8\pi} + X\varrho \\ H_e &= KZ\alpha - KX\gamma - \frac{\partial K}{\partial y}\cdot\frac{H^2}{8\pi} + Y\varrho \\ Z_e &= KX\beta - KY\alpha - \frac{\partial K}{\partial z}\cdot\frac{H^2}{8\pi} + Z\varrho, \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

wobei

$$\left.\begin{aligned} &H^2 = X^2 + Y^2 + Z^2; \; 4\pi\alpha = \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}, \; 4\pi\beta = \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z}, \; 4\pi\gamma = \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x}, \; 4\pi\varrho = \frac{\partial}{\partial x}(KX) + \frac{\partial}{\partial y}(KY) + \frac{\partial}{\partial z}(KZ) \text{ gesetzt ist.} \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Von der Richtigkeit der Formeln (1) kann man sich an der Hand der Gleichung (0) und (2) durch Derivationen unmittelbar überzeugen.

Eine ähnliche Gleichungenreihe gilt für die Spannungen magnetischer Art. Schliessen wir magnetische Raumdichten (ϱ) überhaupt aus und beschränken uns auf Medien von überall gleicher Permeabilität $K = 1$, so erhalten wir, falls L, M, N Komponenten der magnetischen Kraft bedeuten, für die ponderomotorischen Volumkräfte magnetischer Art die Gleichungen:

$$\Xi_m = M\gamma' - N\beta', \quad H_m = N\alpha' - L\gamma', \quad Z_m = L\beta' - M\alpha' \tag{3}$$

$$4\pi\alpha' = \frac{\partial M}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial y}, \quad 4\pi\beta' = \frac{\partial N}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial z}, \quad 4\pi\gamma' = \frac{\partial L}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial x} \tag{4}$$

Die Grössen α', β', γ' sind offenbar identisch mit den an einer Raumstelle x, y, z eventuell bestehenden Komponenten der Stromdichte h der Richtung λ, μ, ν; also $\alpha' = h\lambda$, $\beta' = h\mu$, $\gamma' = h\nu$. Sei ferner dl das Element eines Strom-

fadens, q sein Querschnitt, $i = hq$ die Stromintensität.

Die Kraft auf das Element eines Stromfadens vom Volumen $d\,l \cdot q$ ist dann gegeben durch:

$$A_x = (M\nu - N\mu) \cdot dl \cdot i,\ A_y = (N\lambda - L\nu) \cdot dl \cdot i,$$
$$A_z = (L\mu - M\lambda) \cdot dl \cdot i.$$

Man ersieht aus dieser Formel, dass der Antrieb auf der Feld- und Stromrichtung senkrecht steht und durch $dl.\ i.\ sin\ \sigma$ gegeben ist, wobei σ den Winkel zwischen Strom- und Feldrichtung angiebt. Aus der weiteren Übereinstimmung der Kraftrichtung mit jener, die man durch die bekannte Zeichenregel ausdrückt, schliessen wir, dass die Gültigkeitserweiterung der Spannungsformeln auf Kräfte ohne Potential berechtigt war.

2. Kehren wir nun zur eigentlichen Aufgabe zurück. Das Dielektrikum (D) 1 erfährt innerhalb eines Dielektrikums 2 in der Richtung der x-Achse einen resultierenden Zug A, der sich auf Spannungen beider Kräftearten zurückführen lässt. Derselbe kann sich nur um unendliche kleine Grössen von jenem Zuge unterscheiden, den eine den Körper D eng umschliessende Fläche A_2 seitens des Mediums 2 erfährt. Denken wir uns den diskontinuierlichen Übergang des Mediums 1 in 2 durch einen unendlich rasch veränderlichen, aber stetigen Übergang ersetzt, bezeichnen ferner mit $d\tau$ ein Element des von A_2 umschlossenen Raumes, so ist dem Greenschen Satze zufolge

$$A = \int d\tau\,(\Xi_e + \Xi_m) = -\int \frac{d\tau}{8\pi} \frac{\partial K}{\partial x} \cdot H^2 +$$
$$\int d\tau\,[KY\gamma - KZ \cdot \beta + M\gamma' - Z\beta'] + \int d\tau\, X \cdot \varrho.$$

Das zweite Integral rechts transformieren wir an der Hand der Maxwellschen Grundgleichungen:

$$4\pi w + \frac{K}{V} \cdot \frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{\partial L}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial x} = 4\pi\gamma';$$
$$-\frac{\partial N}{\partial t} \cdot \frac{1}{V} = \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x} = 4\pi\gamma$$
$$4\pi u + \frac{K}{V} \cdot \frac{\partial X}{\partial t} = \frac{\partial M}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial y} = 4\pi\alpha';$$
$$-\frac{\partial L}{\partial t} \cdot \frac{1}{V} = \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y} = 4\pi\alpha$$
$$4\pi v + \frac{K}{V} \cdot \frac{\partial Y}{\partial t} = \frac{\partial N}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial z} = 4\pi\beta';$$
$$-\frac{\partial M}{\partial t} \cdot \frac{1}{V} = \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z} = 4\pi\beta,$$

in welchen X, Y, Z die Kräfte auf eine elektrostatische Einheit, u, v, w die elektromagnetisch gemessenen Dichten der Ohmschen Ströme und V die Webersche Zahl bedeuten, in

$$A = A_1 + A_2 + \int d\tau\,\varrho\,X \quad . \quad . \quad . \quad (4a)$$

wobei gesetzt ist

$$\left.\begin{aligned} A_1 = -\frac{1}{8\pi}\int d\tau \frac{\partial K}{\partial x} \cdot H^2,\quad A_2 = \int d\tau\,(Mw \\ - Nv) + \frac{K}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}\int d\tau\,(ZM - YN) \end{aligned}\right\} \cdot (5)$$

Die Integration erstreckt sich bis zur Fläche A_2. Die Grösse $\partial K/\partial x$ ist im homogenen Medium 1 Null bis hart an die Grenze, ändert sich aber von da ab in der Richtung der Normalen n, die wir von 1 zu 2 positiv zählen, unendlich rasch. Sind s und t zwei zu einander und zu n senkrechte Richtungen, so gilt

$$\frac{\partial K}{\partial x} = \frac{\partial K}{\partial s} cos\,(s, x) + \frac{\partial K}{\partial t} cos\,(t, x) +$$
$$\frac{\partial K}{\partial n} cos\,(n, x).$$

Da nun $\partial K/\partial s$ und $\partial K/\partial t$ endlich und $\partial K/\partial n$ unendlich gross ist, so hat man in limite

$$\frac{\partial K}{\partial x} = \frac{\partial K}{\partial n} cos\,(n, x).$$

Die Volumintegration in A_1 erstreckt sich offenbar von einer inneren Grenzfläche A_1, an welcher K noch den Wert K_1 hat, bis zur äusseren Fläche A_2, wo derselbe K_2 ist.

Ist ferner N die Normalkomponente und T die Tangentialkomponente der elektrischen Kraft inmitten des veränderlichen Gebietes an einer zu A_1 und A_2 parallelen Zwischenfläche, so ist daselbst

$$H^2 = T^2 + N^2 = T^2 + \frac{(KN)^2}{K^2}.$$

Dabei sind T und KN (die Normalkomponente der elektrischen Induktion) bei Abwesenheit von absoluten Ladungen von n unabhängige Grössen, für welche die Werte T_2 und K_2N_2 an der äusseren Fläche A_2 gesetzt werden dürfen.

Man hat also, wenn mit $d\omega$ ein Flächenelement bezeichnet wird, wegen $d\tau = d\omega \cdot dn$

$$A_1 = -\frac{1}{8\pi}\int d\omega\, cos\, n\, x \int_{A_1}^{A_2} dn \frac{\partial K}{\partial n}$$
$$\left(T_2{}^2 + \frac{K_2{}^2 N_2{}^2}{K^2}\right)$$

oder

$$A_1 = \frac{K_1 - K_2}{8\pi}\int d\omega\, cos\, n\, x\left(T_2{}^2 + \frac{K_2 N_2{}^2}{K_1}\right) \quad (6)$$

Wenden wir die Formeln (4a), (5) und (6) auf den Whiteheadschen Versuch an.

Der erste Teil von A_2 ist Null, weil Ohmsche Ströme im Dielektrikum überhaupt nicht existieren, aber auch der auf eine Periode bezogene Mittelwert von A_2, der im Versuche allein massgebend ist, ist Null. Ferner ist laut (6) A_1 gleich Null, weil in zwei gegenüber liegenden Punkten 1, 2 von D (siehe Figur) $T_2{}^2$

und N_2^2 gleiche, aber $\cos nx$ entgegengesetzte Werte besitzen. An den zwei anderen Flächen ist $\cos nx = 0$. Weil nun auch $\varrho = 0$ ist, so ist der Antrieb A in der x-Richtung Null und das Resultat des Versuches im Einklang mit der Maxwellschen Theorie. (Selbstverständlich würde das nämliche Resultat gelten, wenn D die Form eines zu I I symmetrischen gelegenen und symmetrischen Körpers besässe.)

Aus (4a) und (5) ergiebt sich, dass auch Volumteile des ruhenden Äthers einen Antrieb

$$\frac{K}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(ZM - YN), \quad \frac{K}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(XN - ZL),$$
$$\frac{K}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(YL - KM)$$

per Volumeinheit erfahren, wenn derselbe von elektromagnetischen Wellen durchsetzt wird, wie dies zuerst von Hertz ausgesprochen und von Helmholtz näher ausgeführt wurde. (Wied. Ann. **53**, 135, 1894).

3. Wir bemerken noch, dass laut (4a), (5) der Antrieb auf das Volumelement eines homogenen Körpers sich aus drei Teilen zusammensetzt. Der erste entspricht der Wirkung des elektrischen Feldes auf die in ihm eventuell vorhandene Ladung, der zweite jener des Magnetfeldes auf den aus Leitungs- und Verschiebungsstrom zusammengesetzten totalen Strom, der dritte wiederum der Wirkung des elektrischen Feldes auf eine Art magnetischen Verschiebungsstrom. Man sieht dies unmittelbar ein, wenn man die in (5) angedeutete Derivation nach t ausführt.

Der Betrag dieses dritten Teiles zum Antriebe ist per Volumeneinheit

$$\frac{K}{4\pi V}\left(Z\frac{\partial M}{\partial t} - Y\frac{\partial N}{\partial t}\right) \text{ etc.}$$

4. Die Lorentzsche Theorie hält den Leitungsstrom für einen Fortführungsstrom geladener elektrischer Massen, vindiziert aber auch den Maxwellschen Verschiebungsströmen magnetische Kraftwirkungen. Dagegen soll ein Volumteil ponderomotorischen Kräften nur insofern unterliegen, als er Träger von Ladungen und Fortführungsströmen ist; auf den Verschiebungsstrom wirkt also ein Magnet nicht. Infolge dieser Annahmen ist sie nun allerdings in Übereinstimmung mit dem Whiteheadschen Versuch, da ja das Dielektrikum D keinerlei Ladung besitzt.

Anders wäre es, wenn das elektrische Feld konstant bliebe und die Richtung des magnetischen (konstanten) Feldes umgekehrt würde.

Der Maxwellschen Theorie zufolge wäre ein ballistischer Ausschlag zu erwarten, da in der Richtung x eine impulsive Kraft wirksam ist.

Nach Lorentz sollte kein Ausschlag erfolgen.

Versuche in dieser Richtung wären von grossem Werte.

(Eingegangen am 22. November 1903.)

Über eine Vorrichtung zur exakten Eichung von Elektrometern für Elektrizitätsmengen und ihre Anwendung auf die absolute Messung äusserst geringer Stromstärken.

Von F. Harms.

Der Wunsch, die in Gasen auftretenden kleinsten Stromstärken ihrem absoluten Wert nach zu messen, und die Unmöglichkeit, die zu dieser Messung nötige Kapazität von Elektrometern nach einer der mir bekannten Methoden exakt zu bestimmen, haben mich veranlasst, die im folgenden beschriebene kleine Vorrichtung zu diesem Zweck zu verwenden.

Die Schwierigkeiten der Kapazitätsbestimmung auf gewöhnlichem Wege liegen bei kleinen Kapazitäten darin, dass die Kapazität sehr abhängig ist von der Konfiguration der in der Nähe befindlichen Leiter. Je kleiner die Kapazitäten werden, um so empfindlicher macht sich dieser Fehler bemerkbar. Bei einem Elektroskop der Elster-Geitelschen Form macht sich dies schon stark bemerkbar in folgender Weise. Ladet man das Instrument in der üblichen Weise mittels einer Trockensäule, so beobachtet man nach Entfernung der ladenden Säule eine Abnahme der Spannung des Elektroskops bis zu 10 Proz. Die Kapazität eines solchen Instruments beträgt etwa 10 bis 15 cm. Verwendet man nun, wie es vielfach geschehen ist, zur Übertragung einer bekannten El. M. auf ein Elektrometer Kugeln von einigen cm Radius, die man durch Berührung mit dem einen Pol einer Batterie ladet, so kann die Abweichung der auf den Kugeln befindlichen El. M. von der berechneten $V \cdot r$ meiner Schätzung nach 25 Proz. und darüber betragen.[1]) Überhaupt halte ich die exakte Bestimmung kleiner Kapazitäten, etwa unter einigen 100 cm, nach den gewöhnlichen Methoden für unmöglich: Zuleitungen, Änderungen der Lage von Umschaltern haben ausserordentlich grossen Einfluss.

Ich habe deshalb, um die Messung zu ermöglichen, nicht die Kapazität eines Kondensators, sondern den Influenzierungskoeffizienten der einen Belegung auf die andere absolut bestimmt. Wenn man[2]) (Fig. 1) den Cylinder II

1) Infolgedessen sind auch die Absolutwerte für die Anzahl der im ccm Luft pro sec gebildeten Ionen in meiner Arbeit (diese Zeitschr. **4**, 11, 1902) falsch.

2) Der nach meinen Angaben von der Firma Günther & Tegetmeyer-Braunschweig äusserst exakt hergestellte

Fig. 1.

mit dem nicht geerdeten Pol einer Batterie von V Volt verbindet, während I zur Erde abgeleitet ist (III dient nur als Schutzhülle und ist dauernd geerdet), dann die Erdleitung von I aufhebt und nun II zur Erde ableitet, so erhält man auf I und den etwa damit verbundenen Apparaten die El. M. $c \times V$ unabhängig davon, welche Kapazitäten etwa noch mit I verbunden sind. c ist der Influenzierungskoeffizient von II auf I; kennt man diesen, so hat man ein Mittel durch Variation von V beliebige El. M. auf einen Leiter zu übertragen. Man braucht dann nur noch das Potential der mit I verbundenen Leiter zu kennen, um die Kapazität des Systems berechnen zu können; im Falle, dass mit I ein Elektrometer verbunden ist, ist die Bestimmung des Potentials natürlich besonders einfach.

Von einer Berechnung des Influenzierungskoeffizienten aus den Dimensionen habe ich abgesehen und es vorgezogen, den Wert experimentell zu bestimmen. Die Bestimmung geschah auf zwei vollständig unabhängigen Wegen.

1. Mit dem ballistischen Galvanometer. Hierbei hatte ich anfangs grosse Schwierigkeiten, die erst gehoben wurden, als ich alle in Betracht kommenden Leitungen und das Galvanometer selbst in geerdete Hüllen einschloss. Dann waren allerdings die Resultate auch bei Variation aller in Betracht kommenden Grössen konstant. Das Prinzip der Messung war Ladung des Kondensators zu einem bekannten Potential und Entladung durch das Galvanometer. Die übliche Schaltung konnte, wie oben erwähnt, nicht angewandt werden, weil die Zuleitungen eine zu grosse Rolle spielten und das Potential auf der geladenen Kondensatorbelegung nach Abschaltung der ladenden Batterie nicht mit der Klemmenspannung der Batterie identisch ist. Fig. 2 zeigt das Schaltungsschema:

Fig. 2.

Eine Klemme des zur Messung der Spannung der Batterie B dienenden Voltmeters V war zur Erde abgeleitet. Der innere Cylinder I war durch das Galvanometer G zur Erde abgeleitet, der Cylinder II konnte durch den Umschalter S entweder mit der geerdeten oder der nicht geerdeten Voltmeterklemme verbunden werden. Die durch Ladung und Entladung von II auf I influenzierte El. M. reichte dann gerade noch aus, um unter Anwendung der Multiplikationsmethode gut messbare Ausschläge zu bekommen. Als Galvanometer wurde ein Instrument von Hartmann & Braun nach dem System Deprez-d'Arsonval benutzt. Schwingungsdauer 6,13 sec, Dämpfungsverhältnis 1,127, Empfindlichkeit im Mittel $9{,}04 \times 10^{-10}$ Amp. Bei einer Spannung der Batterie von 175,6 Volt wurde z. B. bei Anwendung der Multiplikationsmethode ein Grenzausschlag von 76,3 mm erreicht.

Die Messungen wurden vielfach abgeändert, die grössten dabei beobachteten Differenzen betrugen etwa 1 Proz. Der Mittelwert für den Influenzierungskoeffizienten war bei beiden Kondensatoren:

$$c = 41{,}3 \text{ cm.}$$

Vollständiges Zerlegen und wieder Montieren der Kondensatoren änderte diesen Wert nicht.

2. Methode, durch Ladungsteilung mit Hilfe des Elektrometers.

Dem einen Quadrantenpaar eines Quadrantenelektrometers war ein Luftkondensator von ungefähr 0,01 M.-F. Kapazität parallel geschaltet, dessen Kapazität anderweitig genau bestimmt war. Mit demselben Quadrantenpaar waren die inneren Cylinder I der beiden zu eichenden Luftkondensatoren verbunden. Die Cylinder II waren der eine mit Erde, der andere mit Hilfe eines Schlüssels S entweder mit Erde oder mit der nicht geerdeten Klemme des Voltmeters verbunden. Ein Quecksilbernapf K diente zur Verbindung des Elektrometerquadranten mit Erde. Während durch K das Elektrometer an Erde gelegt war, wurde Elektrode II des einen Kondensators auf V Volt geladen, dann das Elektro-

Kondensator stand mir in zwei möglichst genau gleich gearbeiteten Exemplaren zur Verfügung. Ich habe weder nach Zerlegung, Reinigung und Wiederzusammensetzung eines Kondensators, noch zwischen den beiden Kondensatoren Unterschiede bemerken können, die 1 Proz. erreichten. Die Apparate können von Günther & Tegetmeyer in sehr exakter Ausführung mit Bernsteinisolation des inneren Cylinders geeicht bezogen werden.

Fig. 3.

meter isoliert und II zur Erde abgeleitet; der dann entstehende Elektrometerausschlag gab, da die Voltempfindlichkeit des Elektrometers bekannt war, das Potential (v) des Systems an; dann ist:

$$cV = Kv;$$

K ist die Kapazität des gesamten geladenen Systems.

Da die Kapazität des den Quadranten parallel geschalteten Kondensators C gross ist gegen die übrigen Kapazitäten, so kann man mit genügender Annäherung setzen:

$$K = C + \gamma + 2c$$

wenn C die Kapazität des Kondensators C ist, γ die des Elektrometers mit Leitungen. Das Verhältnis $\frac{\gamma + 2c}{c}$ lässt sich bestimmen, wenn man den eben beschriebenen Versuch ohne Zuschaltung des Kondensators C wiederholt. Auf diese Weise lässt sich c mit genügender Genauigkeit berechnen: Es ergab sich so für $C = 9220$ cm[1] ($\gamma + 2c =$ ca. 180),

bei dem einen Kondensator $c = 41,5$
bei dem anderen $c = 41,6$ cm.

Die Abweichung von den nach der ballistischen Methode erhaltenen Werten beträgt weniger als 1 Proz.; ich möchte die nach der ersten Methode bestimmten Werte für die richtigeren halten, da die zweite sehr grosse Anforderungen an die Isolation stellt und bei den einzelnen Messungen auch grössere Abweichungen (bis 2 Proz.) zeigte.

Jedenfalls zeigt die Übereinstimmung der beiden Methoden, dass man Influenzierungskoeffizienten von der Grössenordnung 50 cm auf weniger als 1 Proz. genau bestimmen kann.

Die Verwendung des Apparates zur Eichung von Quadrantenelektrometern für Elektrizitätsmengen liegt auf der Hand. Man lässt am besten den Kondensator dauernd an den Messquadranten angeschaltet; die Isolation ist sicher mindestens so gut, wie die der bestisolierenden Elektrometer, und die Vergrösserung der Kapazität um etwa 40 Proz. ist meistens unbedenklich. Um das Elektrometer für El. M. zu eichen, hat man dann nur bei abgeleitetem

1) Die Eichung mit ballistischem Galvanometer und der Vergleich mit einer Selbstinduktion in der Wechselstrombrücke gaben auf 1/2 Proz. übereinstimmende Werte.

Elektrometer die Elektrode II auf ein bekanntes Potential V zu bringen, etwa durch Anschalten eines Normalelements, und dann, nachdem das Elektrometer isoliert ist, Elektrode II wieder zur Erde abzuleiten. Dem dann beobachteten Elektrometerausschlag entspricht die Elektrizitätsmenge cV. Das ist besonders bequem, wenn man gezwungen ist, mit verschiedenen Elektrometerempfindlichkeiten zu arbeiten.[1])

Bei dem von mir benutzten Elektrometer war ein Ausschlag von 1 mm in der Minute noch sicher zu konstatieren; diesem Ausschlag entsprach eine Elektrizitätsmenge von

$0,906$ Volt $\times$ cm $=$ ca. 10^{-12} Coulombs.

Ein Ausschlag von 1 mm pro Minute entspricht also einer Stromstärke von etwa 2×10^{-14} Amp. Bei dieser Empfindlichkeit ist das Elektrometer noch leicht zu behandeln; die Nadel war nur auf 70 Volt geladen und der an der Elektrometernadel befindliche kleine Magnet etwas stasiert. 1 Volt gab nur einen Ausschlag von 160 mm. Die Verwendung von Quarzfadensuspensionen und die Anwendung des Kunstgriffs, den Körper, dessen Elektrizitätsverlust oder -Zunahme gemessen werden soll, nur zum Zweck der Messung mit dem Elektrometer zu verbinden[2]), wird Stromstärken wohl noch unter 10^{-16} Amp. zu messen gestatten.

Die Bestimmung der Kapazität von Messapparaten für luftelektrische Messungen, also etwa der Apparate von Elster und Geitel, Ebert, Linke, Gerdien, mit Hilfe der oben beschriebenen Vorrichtung, geschieht am besten folgendermassen:

Fig. 4.

Die Schaltung ist aus Fig 4 wohl ohne Erklärung ersichtlich; man bestimmt zunächst, dadurch dass man mit Hilfe des Kondensators eine bekannte Elektrizitätsmenge auf das System bringt und die Spannung am Elektroskop abliest, die Kapazität K des Gesamtsystems. Wenn

1) Wie ich Ann. d. Ph. **10**, 876, 1903 gezeigt habe, hat es keinen Sinn, bei der Benutzung des Elektrometers zur Messung von Elektrizitätsmengen die Voltempfindlichkeit des Instruments anzugeben, da die „scheinbare" Kapazität von der Nadelladung ausserordentlich stark abhängig ist.

2) Diese Zeitschr. **4**, 11, 1902.

dies geschehen ist, bleibt Elektrode II dauernd mit Erde verbunden. Der Kontakt bei A sei durch Drehung des Kondensators um eine vertikale Achse leicht lösbar. Während bei A Kontakt ist, wird das System geladen bis das Elektroskop einen Ausschlag V_1 Volt zeigt. Dann wird der Kondensator so weit gedreht, dass der Kontakt bei A gelöst wird und eine weitere Drehung keine Änderung der Blättchenstellung mehr giebt; das Potential auf dem Elektroskop sinkt etwas aus dem oben (S. 47) angeführten Grunde (auf V_2); das Elektroskop wird entladen und durch Drehung des Kondensators der Kontakt bei A wieder hergestellt; das Elektroskop zeigt V_3 Volt an. Ist γ die Elektroskopkapazität, so ist offenbar:

$$V_1 K - V_2 \gamma = V_3 K; \text{ also } \gamma = K \frac{V_1 - V_3}{V_2} \; ^{1)}.$$

K lässt sich nach der oben angegebenen Methode bestimmen, also ist auch γ berechenbar. Natürlich kann man auch, statt das Elektroskop zu entladen, nach der Trennung den Kondensator entladen.

Dann ist:

$$V_2 \gamma = V_3 K.$$

Dies ist nur möglich, wenn die Kapazität des Messinstruments mindestens gleich oder grösser ist als die des Kondensators; bei Quadrantenelektrometern ist dies der Fall.

1) K ist natürlich nicht $c + \gamma$!

Für die Eichung eines Elektroskops führe ich folgendes Beispiel an:

Während das Elektroskop abgeleitet war, wurde II mit einer Batterie von $V = 170$ Volt verbunden; das Elektroskop wurde isoliert und II zur Erde abgeleitet, dann zeigte das Elektroskop $v = 115$ Volt. Ein zweiter Versuch ergab: $V = 217$, $v = 146$, daraus folgt:

$$K = c \frac{V}{v}$$

$$= 61{,}1 \text{ bezw. } 61{,}5 \text{ cm (Mittel } 61{,}3).$$

Dann wurde das System auf $V_1 = 263$ Volt geladen, das Elektroskop abgetrennt ($V_2 = 261$) entladen und wieder angeschaltet ($V_3 = 200$) und diese Manipulation wiederholt, bis die Ausschläge zu klein wurden.

$V_3 = 200$ $V_4 = 198$ $V_5 = 152$ Volt
$V_5 = 152$ $V_6 = 151$ $V_7 = 116$
$V_7 = 116$ $V_8 = 114$ $V_9 = 89$

Hieraus ergeben sich für

$$\frac{\gamma}{K} = \frac{V_1 - V_3}{V_2} = \frac{V_3 - V_5}{V_4} = \ldots \text{ die Werte:}$$

0,241 0,242 0,238 0,237 (Mitte 0,240).

Aus diesen beiden Beobachtungsreihen folgt:

$$\gamma = 0{,}240 \times 61{,}3 = 14{,}7 \text{ cm.}$$

Würzburg, physikalisches Institut, 8. Dezember 1903.

(Eingegangen 22. Dezember 1903.)

Stöpselmessbrücke mit vertauschbaren Vergleichswiderständen.

Mitteilung aus der Werkstätte von Hartmann & Braun A.-G.

Mit Bezugnahme auf die Mitteilung aus dem physikalisch-mechanischen Institut des Herrn Prof. Edelmann (diese Zeitschrift 4, 675, 1903) gestatten wir uns, hierneben die aus unserer Preisliste vom Frühjahr 1902 entnommene Abbildung sowie das Schaltungsschema einer Stöpsel-Messbrücke wiederzugeben, bei der zur Kontrolle der Verhältniszahlen die Vertauschung der Vergleichswiderstände in besonders bequemer Weise, mittels eines gekuppelten Doppelstöpsels durch einen einzigen Handgriff geschieht.

Die ganze Brücke ist als Präzisions-Messapparat ausgeführt mit Widerständen aus Manganindraht, von denen diejenigen niedrigen Betrages bis 300 Ohm bifilar, die übrigen nach Chaperon induktions- und kapazitätsfrei gewickelt sind. Die Enden jeder Widerstandsrolle sind durch zwei starke eingelötete Kupferzuleitungen an die zugehörigen Messingklötze angeschlossen, so dass ein verlangter Widerstand

Schaltungsschema.

1:3

Messbrücke.

gleichviel durch Ziehen welcher Stöpsel oder Stöpselgruppen man ihn herstellt, immer genau vom gleichen Betrage erhalten wird. Besondere konische Stöpsellöcher in sämtlichen Klötzen dienen wie bei unseren übrigen Präzisions-Rheostaten zum Herausgreifen jedes Einzelwiderstandes und sind seitlich angebracht, so dass ein Verstauben kaum zu befürchten steht; überdies wird jeder Brücke ein Spezialwerkzeug und Material zur Sauberhaltung aller Stöpsellöcher beigegeben. Sämtliche mit der Hand zu berührenden Teile der Brücke, wie Stöpsel, Klemmschrauben und Stromschlüssel sind mit Hartgummi überzogen, um das Auftreten von Thermoströmen möglichst zu vermeiden.

(Eingegangen 22. Dezember 1903.)

Ionisierung durch den Stoss negativer Ionen von glühender Kohle.[1])

Von J. Stark.

§ 1. Einleitung. — Indem ein Ion eine genügend grosse Spannungsdifferenz frei ohne Zusammenstoss durchläuft, gewinnt es so viel kinetische Energie, dass es ein neutrales Gasteilchen durch seinen Stoss zu ionisieren vermag. Das Minimum von frei durchlaufener Spannungsdifferenz, das gerade noch zur Ionisierung befähigt, heisst die Ionisierungsspannung des betreffenden Ions für das betreffende Gas.

Die selbständigen elektrischen Strömungen in einem Gase sind unabhängig von einer Ionisierung durch sekundäre Energiezufuhr. Von dem Verfasser wurde eine allgemeine Ionenstosstheorie des Spitzen- und Glimmstromes (Ann. d. Phys. **7**, 417, 1902) und der elektrischen Selbstentladung (Ann. d. Phys. **7**, 919, 1902) gegeben, ferner wurde der Einfluss der Temperatur auf die Ionisierung durch Ionenstoss (Ann. d. Phys. **8**, 829, 1902) theoretisch betrachtet. Als Existenzbedingung derjenigen selbständigen Strömung, die wir Lichtbogen heissen, wurde die Forderung bezeichnet, dass die auf die Kathode treffenden positiven Ionen hier die Temperatur so weit erhöhen, dass intensive Ausstrahlung negativer Elektronionen eintritt (Ann. d. Phys. **12**, 673, 1903).

Als gemischt unselbständig (Ann. d. Phys. **8**, 815, 1902) wurden diejenigen Strömungen bezeichnet, die Ionen zunächst sekundär durch äussere Energiezufuhr erhalten, dann aber daneben durch den Stoss der sekundären Ionen vermöge des eigenen elektrischen Feldes neue Ionen hinzu erzeugen.

Die Ionenstosstheorie der selbständigen Strömungen konnte an dem experimentellen Material geprüft werden, das über diese Stromarten bereits in beträchtlichem Umfang vor-

1) Vorläufige Mitteilung.

handen ist. An den Anfang der experimentellen Untersuchung der gemischt unselbständigen Strömungen ist am besten wohl ein Fall zu setzen, der sich vor anderen dadurch auszeichnet, dass er dank grosser Intensität der fraglichen Wirkungen der Messung leicht zugänglich ist, ferner dadurch, dass in ihm die einzelnen Faktoren in dem Erscheinungskomplex deutlich erkennbar sich voneinander abheben.

§ 2. Methode. — Ein ∩-förmiger Kohlenfaden ist in der Mitte einer 2,5 cm weiten Glaskugel befestigt. Seiner Spitze ist auf 6 mm Abstand ein 1,5 mm dicker Metallstift in einem Ansatzrohr gegenübergestellt. Der Kohlenfaden wird auf Weissglut galvanisch erhitzt; in dem untersuchten Falle verbrauchte er hierzu 6 Volt Klemmspannung. Der positive Pol ist durch eine wohl isolierte Akkumulatorenbatterie, einen Strommesser und einen Vorschaltwiderstand von 500 Ohm mit dem Metallstift verbunden. Dieser liegt an dem positiven Pole der Batterie; er ist also Anode für eine elektrische Strömung durch das Gas zwischen ihm und dem glühenden Kohlenfaden; dieser ist Kathode.

Ein Nachteil der Methode liegt darin, dass nicht alle Punkte des Kohlenfadens, also der Kathode, die gleiche Spannungsdifferenz gegen die Anode besitzen; ist die Spannungsdifferenz zwischen dem positiven Fadenende und der Anode x, so ist sie zwischen dem negativen Ende und der Anode $x + a$, wo a die Klemmspannung des glühenden Fadens ist. In den nachstehenden Figuren ist die erstere Differenz x ohne Klammern, die zweite $(x + a)$ in Klammern eingetragen; a war in den nachstehenden Messungsreihen 6 Volt.

Infolge der hohen Temperatur werden an der Oberfläche der glühenden Kohle positive und negative Ionen im Gase erzeugt, teils durch Ionisierung des Gases, teils durch Elektrisierung, nämlich durch Ausstrahlung negativer Elektronionen aus der Kohle. Die positiven Ionen werden durch das elektrische Feld zwischen Metallstift und Kohlenfaden an diesem festgehalten, die negativen Ionen allein werden in den Gasraum hinein nach der Anode getrieben. Solange die Strömung nur diese sekundär erzeugten negativen Ionen durch das Gas führt, ist sie rein unselbständig. Wenn dagegen bei Erhöhung der Elektrodenspannung oder Erniedrigung des Gasdrucks auf die freie Weglänge von negativen Elektronionen deren Ionisierungsspannung für ein im Stromraum vorhandenes Gas zu liegen kommt, so erzeugen diese negativen Elektronionen durch ihren Stoss im Gasraum neue positive und negative Ionen; entsprechend der Zunahme der spez. Ionenzahl kann beim Eintritt der Ionisierung durch Ionenstoss die Stromstärke wachsen. Die Strömung ist dann gemischt unselbständig; sie erlischt, sowie man die Erhitzung der Kohle unterbricht.

Die Vorteile der angewandten Methode zur Herstellung einer gemischt unselbständigen Strömung sind folgende. Die Anwendung von Kohle als Glühkörper erlaubt hohe Temperaturen und damit intensive Elektrisierung und Ionisierung an der Kathodenoberfläche zu erzielen; die Stromstärke der rein unselbständigen Strömung war von der Grössenordnung $5 \cdot 10^{-7}$ Amp.

Zweitens ist infolge der hohen Temperatur in der Nähe der Kathode die Gasdichte kleiner als in der Nähe der Anode. Darum ist dort die freie Weglänge der schnellen Ionen grösser als hier. Die Ionen können darum in der Nähe der Kathode grössere Spannungsdifferenzen frei durchlaufen. Die negativen Ionen treffen folglich mit einer grossen kinetischen Energie in der Nähe der Anode ein und vermögen hier das Gas zu ionisieren. Aus dem gleichen Grunde vermögen positive Ionen, die durch Stoss in der Nähe der Anode erzeugt sind, in grösserer Zahl ohne Zusammenstoss mit Gasteilchen die glühende Kohlenoberfläche erreichen.

Drittens ist die Temperatur der Kathode infolge sekundärer Erhitzung bereits so hoch, dass eine geringe Steigerung derselben eine grosse Zunahme der Ausstrahlung negativer Elektronionen zur Folge hat. Diese Steigerung hat an allen den Punkten statt, wo positive Ionen mit grosser kinetischer Energie dank frei durchlaufener Spannungsdifferenz eintreffen. Dadurch vervielfacht sich die Zunahme der Ionenzahl, die bei Eintritt der Ionisierung an der Anode infolge des Stosses negativer Ionen erfolgt. Die Folge davon ist, dass der Übergang von der Strömung ohne Ionisierung durch Ionenstoss zu derjenigen mit Ionisierung rasch und deutlich erkennbar erfolgt.

Es sei N_0 die Anzahl der negativen Ionen, welche an der Kathodenoberfläche sekundär durch die hohe Temperatur unabhängig von dem elektrischen Felde zwischen Kohle und Metallstift in der Zeiteinheit erzeugt werden. Von diesen N_0 Ionen mögen N in der Anodennähe zur Ionisierung durch Stoss kommen, wo $N \leq 1$ ist. Von den $N \cdot N_0$ in der Anodennähe auf diese Weise erzeugten positiven Ionen mögen P die Spannungsdifferenz bis zur Kathode frei durchlaufen und je ein negatives Elektronion, also im ganzen $N \cdot P \cdot N_0$, zur Ausstrahlung bringen. Was von N_0 gesagt wurde, wiederholt sich auch an $N \cdot P \cdot N_0$; sie veranlassen schliesslich an der Kathode eine Ausstrahlung von $N^2 \cdot P^2 \cdot N_0$ negativen Elektronionen. Im stationären Zustand sind nun gleichzeitig sämtliche Glieder der konvergenten geometrischen Reihe $N_0 + N \cdot P \cdot N_0 + N^2 \cdot P^2 \cdot N_0 + \ldots$ vorhanden.

Die gesamte negative Stromstärke ist darum
$$i_n = \frac{N_0}{1 - N \cdot P}.$$

N und P sind kleiner als Eins; beide Grössen sind Funktionen vom Gasdruck p, von der Verteilung der elektrischen Spannung im Gase, im angenommenen Falle von der Elektrodenspannung V. P hängt ausserdem von dem Material und der absoluten Temperatur T der Kathode ab; es wächst mit T und ist um so grösser, je mehr negative Elektronen die Kathode unter sonst gleichen Umständen ausstrahlt. N hängt noch von dem Abstand r der Anode und Gefässwand von der Kathode ab. Bei höherem Gasdruck, wenn nur sehr wenig Ionen von der Kathode frei durch das Gas zur festen Begrenzung laufen, wenn also die mittlere freie Weglänge λ der negativen Ionen klein ist gegen r, ist N unabhängig von r, wenn dagegen diese Bedingung nicht mehr erfüllt ist, so erreichen negative Ionen die feste Begrenzung, geben an diese ihre Energie ab und kommen so für die Ionisierung durch Stoss nicht mehr in Betracht. N ist also eine Funktion des Verhältnisses $\frac{r}{\lambda} = k$; es nimmt rasch ab, wenn k dem Werte Eins sich nähert oder noch kleiner wird. N und P nehmen unter sonst gleichen Umständen zu, wenn p abnimmt, weil dann um so grössere Spannungsdifferenzen frei durchlaufen werden.

Die Funktion
$$i_n = N_0 / [1 - N(p, k, V) \cdot P(p, T, V)]$$
wird in verwickelter Weise von p abhängen. Da die Stromstärke der negativen Ionen infolge von deren grösserer Geschwindigkeit diejenige der positiven weit übertrifft, so können wir i_n gleich der gesamten Stromstärke $i = i_n + i_p$ setzen. Die V, i-Kurve wird je nach den Werten der Parameter p und k einen verschiedenen Verlauf besitzen.

Eine weitere Komplikation der Erscheinung ist dann gegeben, wenn in der Strombahn ausser Gas (in dem untersuchten Falle war es Stickstoff) noch Quecksilberdampf entsprechend der Zimmertemperatur (20^0) vorhanden ist. Dann hat man eine Bewegung der Ionen in Quecksilberdampf vom konstanten Drucke $p_{Hg} = 0{,}001$ mm und in Stickstoff vom variierbaren Drucke p_{N_2}. Es ist zu erwarten, dass die Ionisierungsspannung der negativen Ionen für Hg kleiner ist als für N_2. Hg-Dampf wird also bereits für kleinere Spannungsdifferenzen durch Stoss ionisiert als N_2. Solange aber p_{N_2} beträchtlich grösser ist als p_{Hg}, wird die Bewegung der negativen Ionen und ihre ionisierende Wirkung auf Hg gedämpft durch die Reibung an N_2-Molekülen. Die Ionisierungsspannungen für Hg und N_2 treten in N als Parameter auf.

§ 3. Singuläre Punkte der V,i-Kurve, Ionisierungsspannungen. — Fig. 1 zeigt typisch den Verlauf der V, i-Kurve. Es treten an ihr zwei Knickpunkte auf, der erste bei etwa 11 Volt Elektrodenspannung (zwischen negativem Fadenende und Anode), der zweite bei etwa 27 Volt. Sie werden durch ein plötzliches starkes Anwachsen der Stromstärke bedingt. Unterhalb von 11 Volt ist die Strömung rein unselbständig, darüber gemischt unselbständig. Bei dem ersten Knickpunkt beginnt die Ionisierung durch Stoss im Quecksilberdampf; bei dem zweiten erfolgt sie im Stickstoff.[1])

Fig. 1.

Fig. 2.

Die Stromstärken sind von 27 Volt an in der typischen Fig. 1 mehr als 100 mal zu klein

1) Es ist möglich, dass Stickstoff durch Wasserstoffentwicklung aus der Kohle verunreinigt war.

gezeichnet, um eine Übersicht zu gewinnen und Raum zu sparen. Die Fig. 2, 3, 4 geben dagegen unveränderte Messungswerte wieder.

Wie aus Fig. 2 und 3 zu ersehen ist, rückt der erste Knickpunkt um so weiter nach links,

Fig. 3.

je kleiner p_{N_2}; sowie er aber den Abszissenwert (11) Volt erreicht hat, bleibt er auf diesem Werte stehen (Fig. 3). 11 Volt ist darum die Ionisierungsspannung der negativen Elektronionen für Quecksilberdampf.

Fig. 4.

Wie aus Fig. 4 zu erkennen ist, rückt auch der zweite Knickpunkt mit sinkendem p_{N_2} nach links; sowie er aber den Abszissenwert (27) Volt erreicht hat, bleibt er auf diesem stehen, ja rückt bei weiter sinkendem Drucke infolge der unten besprochenen Wandwirkung sogar wieder nach rechts. Ungefähr 27 Volt ist darum die Ionisierungsspannung der negativen Elektronionen für Stickstoff (Wasserstoff?). Diese Zahl wurde auch unter anderen Versuchsbedingungen immer wieder gefunden.

Wie aus den Fig. 2 und 3 zu ersehen ist, nimmt die Stromstärke ohne Ionisierung durch Ionenstoss unterhalb (11) Volt Elektrodenspannung ab mit sinkendem Gasdruck. Dies hat darin seinen Grund, dass die Ionisierung des Gases an der glühenden Kathode durch die hohe Temperatur abnimmt mit sinkendem Gasdruck; es ist ja für diesen Fall $i = N_0$.

§ 4. Einfluss der festen Begrenzung auf Ionisierung und Stromstärke. — Wie ein Vergleich der Kurven I, II, III in Fig. 4 lehrt, nimmt die Stromstärke und somit die Ionisierung in dem steilen Teil der Kurven mit sinkendem Gasdruck zu. Dies erklärt sich daraus, dass zunächst das Verhältnis $k = \frac{r}{\lambda}$ gross ist, also fast alle Ionen N_0 zum Zusammenstoss mit Gasteilchen kommen, ehe sie die feste Begrenzung erreichen. Die Ionisierung ist dann um so kräftiger, je mehr Ionen von N_0 mit sinkendem Drucke die Ionisierungsspannung frei durchlaufen. In

$$i = N_0/[1 - N(p, k, V) \cdot P(p, T, V)]$$

nimmt sowohl P als auch N zu mit sinkendem p. Ist dagegen die Elektrodenspannung gleich der Ionisierungsspannung (27 Volt) geworden, hat also $k = \frac{r}{\lambda}$ den Wert 1 erreicht, so nimmt mit weiter sinkendem p zwar noch P zu, aber N wird nunmehr mit k rasch kleiner; in dem steilen Teile der Kurven IV, V, VII nimmt darum die Ionisierung und somit die Stromstärke i mit sinkendem Drucke wieder ab.

Über den nahezu horizontalen Teil der Kurven in Fig. 4 ist folgendes zu sagen. Solange V nicht ein mehrfaches der Ionisierungsspannung (27 Volt) ist, ionisiert 1 Ion von N_0 höchstens 1 Gasteilchen. N ist darum unter dieser Voraussetzung immer kleiner als 1. Kommen von den N_0 Ionen ν zum Zusammenstoss mit Gasteilchen, so werden von ihnen nur diejenigen ionisieren können, welche die Ionisierungsspannung frei durchlaufen haben; ihrer seien $\alpha \cdot \nu \cdot N_0$. Mit wachsender Elektrodenspannung wächst nun α und wird schliesslich nahezu gleich 1, während ν nahezu konstant bleibt. N strebt also mit wachsender Elektrodenspannung einem konstanten Werte zu, der mit sinkendem Gasdruck abnimmt. Gleichzeitig aber nimmt P rasch mit sinkendem Gasdruck zu und strebt ebenfalls einem konstanten Werte zu, der dann erreicht wäre, wenn sämmtliche positive Ionen frei ohne Zusammenstoss die Kathode erreichen würden. Wie N

und P einzeln, so erreicht auch ihr Produkt $N \cdot P$ und damit i mit steigender Elektrodenspannung einen nur wenig variablen Wert. Dieser ist um so grösser, je kleiner in dem Produkt $N \cdot P$ der Gasdruck p ist; er wird für eine um so kleinere Elektrodenspannung erreicht, je grösser p ist.

Ähnlich macht sich in demjenigen Teile der V, i-Kurve die Wandwirkung bemerkbar, in dem Ionisierung im Quecksilberdampf allein statthat. Wie die Kurven der Fig. 2 in ihrem steilen Teile zeigen, nimmt bei konstanter Elektrodenspannung die Stromstärke und somit die Ionisierung zunächst mit sinkendem Gasdruck zu aus leicht verständlichem Grunde. Bis zum Drucke 0,21 mm macht sich die Wandwirkung nicht bemerkbar. Von da ab nimmt indes, wie die Kurven der Fig. 3 lehren, die Ionisierung mit sinkendem Gasdruck ebenfalls ab. Der Grund ist der gleiche wie bei der Ionisierung in *Hg*.

§ 5. Sekundärer Glimmstrom. — Im selbständigen Glimmstrom schafft das elektrische Feld an der Kathode die negativen Elektronionen durch Vermittlung der positiven Ionen sich selbst. Von der Kathode weg durchlaufen die negativen Ionen zum grössten Teile den dunklen Kathodenraum frei und ionisieren in der negativen Glimmschicht das Gas durch ihren Stoss. Reicht die Anode bis an die negative Glimmschicht heran, so strömen die negativen Ionen aus dieser in sie ein, ohne weiter auf das Gas gewirkt zu haben. Haben die negativen Ionen von der Glimmschicht bis zur Anode noch eine längere Strecke im Gase unter dem Antrieb der elektrischen Kraft zurückzulegen, so erfolgt noch einmal Ionisierung durch den Stoss negativer Ionen im Gasinnern und zwar in der Form der positiven geschichteten oder ungeschichteten Lichtsäule.

Erzeugt man die negativen Elektronionen durch sekundäre Energiezufuhr an der Kathode, wählt den Elektrodenabstand und den Spannungsabfall genügend gross, so ionisieren die negativen Ionen auf ihrem Wege zur Anode ebenfalls das Gas; und ist die Stromdichte genügend gross, so dürfen wir auch in diesem Falle eine positive geschichtete oder ungeschichtete Lichtsäule erwarten.

In der That war in den obigen Messungen, sowie die Ionisierung in N_2 eingetreten war, positives Licht an der Anodenoberfläche zu beobachten. Da in diesen Messungen die Anode der Kathode in kleinem Abstand gegenübergestellt war, so war an jener immer nur der Anfang einer positiven Schicht wahrzunehmen. Wurde dagegen der Metallstift in das 4,5 mm weite Ansatzrohr zurückgezogen, so erschienen mehrere schön ausgebildete Schichten. So wurden einmal bei 58 Volt Elektrodenspannung 2 Schichten, bei noch grösserem Abstand und 300 Volt Elektrodenspannung 8 Schichten gezählt.

Dieser sekundäre unselbständige Glimmstrom unterscheidet sich gemäss der Herkunft der negativen Elektronionen an der Kathode von dem primären selbständigen Glimmstrom dadurch, dass sein Kathodenfall (Spannungsdifferenz zwischen erster positiver Schicht und Kathode) im Minimum nur der Ionisierungsspannung der negativen Elektronionen gleich sein muss, während derjenige des primären (Spannungsdifferenz zwischen Glimmschicht und Kathode) im Minimum gleich dem mehrere Hundert Volt betragenden normalen Kathodenfall (der Ionisierungsspannung der positiven Ionen) zu sein hat.

Bei kleiner Stromstärke, so bei der Ionisierung in *Hg* allein, besitzt die positive Lichtsäule des sekundären Glimmstroms eine zu kleine Lichtintensität, als dass sie mit dem Auge wahrgenommen werden könnte; vorhanden ist sie indessen auch in diesem Falle, vorausgesetzt, dass Ionisierung durch Stoss statthat.

§ 6. Theoretischer Grund für die Konstanz der Ionisierungsspannung und ihrer Unabhängigkeit von der Temperatur. — Das Elektron, das bei der Ionisierung vom neutralen Atom losgetrennt wird, haben wir uns innerhalb des neutralen Atomverbandes in Schwingungen begriffen zu denken. Die Summe aus potentieller und kinetischer Energie der Schwingung sei s_i. Je nachdem die aus der Schwingung resultierende Beschleunigung des loszutrennenden Elektrons der Beschleunigung gleich oder entgegengesetzt ist, welche das einfallende stossende Ion ihm erteilt, wird die Ionisierung durch die innere Schwingungsenergie unterstützt oder erschwert. Ist e_i die potentielle Ionenenergie (Energie des losgetrennten Elektrons in Bezug auf das positive Restatom), a_i die Ionisierungsarbeit, k ein Koeffizient (reziproker Wert des Wirkungsgrades der Ionisierung), so ist

$$a_i = k \cdot (e_i \mp s_i).$$

Entsprechend der ungeordneten Wärmebewegung ist nun s_i im allgemeinen von Atom zu Atom verschieden gross bei gegebener mittlerer absoluter Temperatur T; ausserdem nimmt es zu mit wachsender Temperatur. a_i muss dann praktisch sowohl in weiten Grenzen unabhängig sein von T, wie auch von Atom zu Atom desselben Gases gleichgross sein, wenn s_i (T) klein ist neben e_i. Dem ist nun in der That so. Es giebt zwei Thatsachen, welche schliessen lassen, dass bis zur Rotglut s_i sehr klein ist. Wäre nämlich s_i gross, auch nur von der Grössenordnung 1 Volt, so müsste bereits unterhalb der Rotglut lediglich infolge der vorhandenen Temperatur eine intensive elektro-

magnetische Ausstrahlung von dem negativen Elektron mit der Schwingungsenergie s_i eintreten. Dies ist aber bei den meisten Gasen und Dämpfen nicht der Fall; die Strahlung ist gering. Zweitens ist das Verhältnis k der spez. Wärme des nichtionisierten einatomigen Quecksilberdampfes genau so gross, wie es sich unter der Annahme berechnet, dass die innere Energie des Atoms sehr klein sei.

Andererseits ergiebt die Erfahrung, dass a_i beträchtlich ist. Da s_i sehr klein ist, so kann dies nur daher rühren, dass e_i gross ist. s_i kann deshalb wenigstens bis zur Temperatur der Rotglut neben e_i vernachlässigt werden. Aus theoretischen Gründen muss darum die Ionisierung eines Gases, genauer die Ionisierungsarbeit eines beliebigen Ionisators für ein Gas einen Schwellenwert besitzen und in weiten Grenzen unabhängig von der Temperatur sein.

Das Experiment hat für die Ionisierung durch Ionenstoss dieses zweifache Resultat (Schwellenwert der kinetischen Energie und Unabhängigkeit von der Temperatur) ergeben. Für die Ionisierung durch Röntgenstrahlen wurde von Perrin (Ann. chim. et phys. 11, 496, 1897) Unabhängigkeit von der Temperatur in den Grenzen -12^0 und $+145^0$ gefunden.

§ 7. Schwellenwert für die Lichterregung durch negative Elektronionen. — In dem Buche des Verfassers „Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902" ist dargelegt, dass die elektromagnetische Strahlung in Gasen, die ihren Grund in der Beschleunigung negativer Elektronionen und diese selbst zum Träger hat, nicht identisch ist mit dem diskontinuierlichen Spektrum des Gases. Jene Strahlung, die beim Auftreffen freier negativer Elektronen auf Gasteilchen von den beschleunigten freien negativen Elektronen ausgeht, ist vielmehr von gleicher Art wie die Röntgenstrahlung. Da die Geschwindigkeiten der Elektronionen in der positiven Lichtsäule und in der negativen Glimmschicht kleiner sind als diejenigen der in Röntgenröhren benutzten Kathodenstrahlen, so ist die Stosszeit oder Dauer der Beschleunigung und damit die Länge der ausgesandten elektromagnetischen Welle grösser als diejenige der jenseits des Ultravioletts liegenden gewöhnlichen Röntgenstrahlen. Die von den Elektronionen ausgehende elektromagnetische Strahlung kann darum im sichtbaren Gebiet des Spektrums liegen; da ausserdem in dem Gase alle möglichen Stosszeiten negativer Elektronionen vorkommen, so ist das Spektrum ihrer Strahlung ein kontinuierliches. Unter diesem Gesichtspunkt liegt es nahe, das kontinuierliche Spektrum der Gase zuzueignen der Strahlung der negativen Elektronionen. Von diesem Leuchten, dessen Träger die freien negativen Elektronen sind, wird im folgenden nicht mehr die Rede sein, sondern vielmehr von dem diskontinuierlichen Spektrum, dessen Träger das neutrale Teilchen oder das positive Ion ist.

In dem erwähnten Buche ist von dem Verfasser dargelegt worden, dass in der positiven Lichtsäule und in der negativen Glimmschicht der Erreger der diskontinuierlichen Strahlung das schnelle negative Elektronion ist. Es wurde ferner dargelegt, dass, wenn vielleicht auch nicht das Banden-, so doch das Linienspektrum als Träger das positive Ion hat und bei der Ionisierung eines Atoms durch den Stoss eines negativen Elektronions erregt wird. Eine Konsequenz dieser Anschauung, die in dem erwähnten Buche nur nebenbei gezogen wurde, soll hier deutlich ausgesprochen werden. Wenn eine spezifische Art des elektrischen Leuchtens der Gase (Linienspektrum) bei der Ionisierung durch den Stoss negativer Elektronionen zustande kommt, so muss bei der Erregung dieses Leuchtens für die kinetische Energie der negativen Elektronionen ebenso ein Schwellenwert, ja der gleiche Schwellenwert (Ionisierungsspannnung) existieren wie bei der Ionisierung durch Stoss.

Als experimentelle Belege für diese Ansicht seien vorderhand folgende Thatsachen erwähnt. In dem oben untersuchten Falle gemischt unselbständiger Strömung tritt das elektrische Leuchten des Gases erst dann und genau dann auf, wenn die Ionisierung im Gase einsetzt. Und dann leuchtet das Gas nur in der Ionisierungspartie an der Anode, nicht in der Nähe der Kathode, wo zwar die Stromdichte ebenso gross ist, wo aber die negativen Ionen ihre Ionisierungsspannung noch nicht frei durchlaufen haben. In der Nähe der Kathode erhält man erst dann Leuchten, wenn man die Elektrodenspannung so weit erhöht, dass schon in kleinem Abstand von der Kathode die Ionisierungsspannung erreicht und somit Ionisierung ermöglicht wird.

Die dunklen Zwischenräume zwischen den leuchtenden Teilen der positiven Schichten leuchten nicht, obwohl in ihnen die negative Stromdichte ebenso gross und die Geschwindigkeit der Ionen nur wenig kleiner ist als in den leuchtenden Teilen. Aber nur eine geringe Steigerung der kinetischen Energie oder frei durchlaufenen Spannungsdifferenz bis zu dem Schwellenwert der Lichterregung und der Ionisierung befähigt die negativen Ionen nach Durchlaufen des dunklen Zwischenraumes, das Gas im Anfang der nächsten Schicht zu ionisieren und zum Leuchten zu erregen.

Nach der von dem Verfasser vertretenen

Ionenstosstheorie der geschichteten positiven Lichtsäule **kann eine positive Schicht unterhalb eines Minimums der auf ihr liegenden Spannungsdifferenz nicht zustande kommen.** Dieses Minimum muss gleich der Ionisierungsspannung der negativen Elektronionen für das betreffende Gas sein. In der vorliegenden Untersuchung betrug diese 27 Volt. Nach § 5 beanspruchten zwei positive Schichten 58 Volt.

In einem Gemisch zweier Gase wird bei allmählicher Steigerung des Spannungsabfalles zuerst das eine und dann erst das andere ionisiert. Demgemäss muss in dem Gemisch zuerst das Leuchten von demjenigen Gase oder Dampf auftreten, welches die kleinere Ionisierungsspannung besitzt. So zeigen in dem Gemisch von Wasserstoff und etwas Quecksilberdampf die der Kathode zugewandten Teile der positiven Schichten die Quecksilberlinien intensiver im Verhältnis zu den Wasserstofflinien als die mittleren Partien der leuchtenden Teile. Wird der Druck derjenigen Komponente des Gemisches, welche eine etwa doppelt kleinere Ionisierungsspannung besitzt, im Verhältnis zu demjenigen der anderen Komponente mit der grösseren Ionisierungsspannung so weit erhöht, dass intensive Stossionisierung in der ersten statthat, so sinkt der Spannungsabfall im Gemisch beträchtlich; gleichzeitig wird die Leuchtintensität der ersten gross, der zweiten klein. Dies hat beispielsweise in einer Mischung von Quecksilberdampf und Stickstoff oder Wasserstoff statt.

Göttingen, 10. November 1903.

(Eingegangen 16. November 1903.)

Versuche über den Glimmstrom bei Atmosphärendruck.

Von W. Kaufmann.

Die folgenden Versuche über den Glimmstrom bei Atmosphärendruck bilden eine Wiederholung eines Teiles der von Herrn Stark in dieser Zeitschrift 4, 535, 1903 veröffentlichten Messungen, und zwar unter Benutzung von Elektroden, die mit den von Herrn Stark benutzten genau identisch sind.

Ich sah mich zu dieser Wiederholung durch die neue Mitteilung von Herrn Stark veranlasst (diese Zeitschrift 4, 715, 1903), in der er die Richtigkeit des von mir angezweifelten (diese Zeitschrift 4, 578, 1903) Kurvenverlaufs fur kleine Elektrodenabstände theoretisch zu erweisen sucht. Da mir die Grundlagen der von Herrn Stark entwickelten theoretischen Anschauungen doch noch nicht genügend sicher erschienen, um mit ihrer Hilfe die zwischen seinen und meinen Versuchen bestehenden Unterschiede erklären zu können, so habe ich die Starkschen Versuche, soweit zu einer Entscheidung nötig, wiederholt.

Die Elektroden waren in U-Form gebogene Platindrähte von 0,5 mm Durchmesser und 60 mm Länge, also fast identisch mit den von Herrn Stark benutzten (von 0,49 mm Durchmesser).

Bei den Messungen wurden die Elektroden nach Einleitung des Stromes durch Berührung zuerst zu grösserer Entfernung auseinandergeschraubt und dann bei konstant gehaltener Stromstärke allmählich bis zur Berührung genähert. Die eingetretene Berührung macht sich in einem eingeschalteten Telephon durch ein raschelndes Geräusch bemerkbar. Das früher angewandte umgekehrte Verfahren, das auch Herr Stark benutzte (diese Zeitschrift 4, 605, 1903), nämlich die Messungen bei wachsendem Elektrodenabstand auszuführen, führt bei sich stark erwärmenden Elektroden zu Störungen infolge der Wärmeausdehnung; durch diese werden die eben getrennten Elektroden sofort wieder zur Berührung gebracht, so dass eine scharfe Bestimmung des Nullpunktes unmöglich wird. (Es können bei vorsichtigem Auseinanderschrauben durch die abwechselnde Erwärmung bei der Trennung und sofortige Wiederabkühlung bei der durch die Ausdehnung bewirkten Berührung richtige Unterbrecherwirkungen auftreten, die sich durch ein singendes Geräusch im Telephon und durch ziemlich regelmässige Intermittenzen des Glimmlichtes bei Betrachtung im rotierenden Spiegel bemerkbar machen.)

Die erste Spalte der beiden folgenden Tabellen enthält den Elektrodenabstand in Trommelteilen der Mikrometerschraube, von denen 150 auf ein mm kommen. Die zweite Spalte enthält die zugehörigen Spannungen in Volt und die dritte die bei derselben Stromstärke von Herrn Stark gefundenen Zahlen.

Tabelle I ($i = 9{,}6$ Milliamp.).

L	V (beob. K.)	V (beob. St.)
0	302	
2	306	
7	312	
12	324	
17	327	
22	332	
22,5		350
32	341	
42	352	
45		350
52	357	
62	366	
82	382	
90		365
92	392	
112	408	
122	420	
132	427	
135		395
142	436	
152	442	
162	451	
180		435

Tabelle II ($i = 14{,}4$ Milliamp.)

L	V (beob. K.)	V (beob. St.)
0	302	
1	302	
2	309	
4	318	
9	323	
14	327	
19	332	
22,5		350
29	339	
39	346	
45		350
59	360	
79	373	
90		360
99	386	
119	401	
135		380
139	418	
180		400

In den umstehenden Kurven sind die Resultate graphisch dargestellt. (Die Ordinaten der Kurven für 14,4 Milliampère sind der leichteren Übersicht halber um 30 Volt nach unten verschoben.) Aus den Kurven geht deutlich hervor, dass der anfängliche Verlauf meiner Kurven ziemlich beträchtlich von dem der Starkschen abweicht, und im wesentlichen übereinstimmt mit dem von mir für stark gekühlte Kupferelektroden erhaltenen.

Um aber noch weiteren Aufschluss über den von Herrn Stark theoretisch abgeleiteten Einfluss der Kathodentemperatur auf den Potentialverlauf zu erhalten, habe ich noch einige Messungen mit künstlich erwärmter Kathode gemacht. Zu diesem Zwecke wurde durch die Kathode ein Hilfsstrom von 12 Ampère geschickt, der sie bereits vor Einschaltung des Glimmstroms auf helle Gelbglut erhitzte.[1]) Die Wirkung besteht, wie aus der gestrichelten Kurve hervorgeht, im wesentlichen in einer Herabsetzung des Elektrodengefälles um etwa 20 Volt, und einer sehr geringen Verminderung der Steilheit der Kurve, d. h. des Wertes von dV/dL. Eine Beeinflussung des Anfangsverlaufes in dem von Herrn Stark theoretisch postulierten Sinne ist auch jetzt nicht zu bemerken.

Berechnet man aus den annähernd geradlinigen Stücken der Kurven für ungeheizte Kathode dV/dL, so ergiebt sich gute Übereinstimmung mit den aus den geradlinigen Teilen der Starkschen Kurven resultierenden Werten. Diese Kurven laufen also in ihrem weiteren Verlaufe den meinen parallel, liegen jedoch beträchtlich tiefer.

Bonn, 21. Dezember 1903.

1) Eine bloss die vordere Biegung freilassende Asbestunterlage schützte hierbei den in der Hitze weich werdenden Draht vor Verbiegungen.

(Eingegangen 23. Dezember 1903.)

Versuche über die störenden Wirkungen der S-Strahlen bei der Radiographie.

Von Friedrich Dessauer und B. Wiesner.

Es war bis jetzt unmöglich, das Becken eines Erwachsenen mit dem Fluoreszenzschirm so zu durchleuchten, dass eine Kontur der Knochen zu sehen war. Bei radiographischer Aufnahme kamen zwar Projektionen der Knochen zustande. Doch waren diese fast immer — ausser bei ganz besonders günstigen Objekten — unscharf, die Platte selbst schleirig.

Um die Ursachen zu suchen und zugleich eine Methode zur Beseitigung dieser Störung zu finden, gingen wir von den nachstehend angegebenen Gesichtspunkten und Versuchen aus und gelangten zu einem physikalisch nicht uninteressanten Resultat.

Röntgen selbst machte die Beobachtung der starken diffusen Reflexion, welche die X-Strahlen in allen Körpern erleiden. Walter nannte die diffusen Strahlen u. W. zuerst Sekundär- oder S-Strahlen. Wir wissen jetzt auch, dass diese diffuse Reflexion mit der zunehmenden Pene-

trationsfähigkeit der X-Strahlen rasch wächst. In den verschiedenen Stoffen ist sie verschieden. Ein Zusammenhang der Sekundärstrahlenbildung mit den allgemeinen Eigenschaften der Stoffe, in denen sie entstehen, ist bis jetzt noch nicht ermittelt. Zahlreiche Beobachtungen ergaben, dass sie in wasserhaltigen, feuchten, fettreichen Schichten sehr bedeutend, in Metallen, speziell im Blei, geringer sei. Dies Resultat ist medizinisch sehr wichtig,• denn es erklärt die Schwierigkeit der Aufnahme und Durchleuchtung fettreicher Körperteile und frischer Frakturen mit starken Blutergüssen.

Diese S-Strahlen, die gleichfalls Fluoreszenzwirkungen und chemische Wirkungen hervorbringen, nahmen wir als Hindernis bei der Beckendurchleuchtung und als Ursache des Schleiers bei der Aufnahme an.

Es handelt sich demgemäss darum, diese Strahlen von den X-Strahlen zu trennen und sie, da sie unter allen Umständen auftreten, gewissermassen abzufiltrieren.

Zu diesem Zwecke mussten wir die Entstehung der S-Strahlen beherrschen, sie zwangsweise entstehen lassen. — .

Eine kräftige Bleifolie, zur Verstärkung auf eine Holzplatte befestigt, besitzt einen kreisrunden Ausschnitt, an dem ein starkwandiges Metallrohr angesetzt ist. (Fig. 1.)

Fig. 1.

Lässt man nun eine darüber angeordnete Röhre leuchten, so fallen Röntgenstrahlen in die Rohröffnung. Während nun ein Teil dieser X-Strahlen sich geradlinig bis zum anderen Rohrende fortpflanzt, trifft der andere Teil gegen die Wandung des Rohres.

Die so in der Rohrwand entstehenden Sekundärstrahlen treten um so reichlicher auf, je näher der Teil der Rohrwand der X-Strahlenquelle liegt. Und zwar entspricht die Abnahme der auftretenden X-Strahlen von Zone zu Zone dem wachsenden Wert des $tg\,\alpha$, wobei α den Winkel bedeutet, den der auftreffende Strahl mit der senkrechten bildet, die vom Strahlenausgangspunkte auf die verlängert gedachte Rohrwand gefällt ist.

Die Menge der auftreffenden Strahlen auf die n^{te} Längeneinheit der Rohrwand würde demnach gegeben sein durch die Grösse des auf sie treffenden Winkels $x\,(\Delta\,a)$, wobei auf den Centriwinkel $\Delta\,a$ jedesmal die Einheit der ausfallenden Strahlen (Strahlendichte) kommt. Die gegebene Strecke selbst ist die Differenz zweier tg-Werte, wodurch sich also die Abnahme der im Innern des Rohres auftreffenden, diffus reflektierten X-Strahlen mit der Entfernung vom Strahlenausgangspunkte von Strecke zu Strecke verfolgen lässt.

Die Sekundärstrahlen werden demnach in einer gegen das Rohrende gemäss dem wachsenden Tangenswerte immer grösseren Verminderung erzeugt und strahlen äusserst diffus und divergent nach allen Seiten, die Bahn der primären X-Strahlen kreuzend, im Innern des Rohres.

Hält man in einiger Entfernung (ca. 5 bis 10 cm) vom unteren Rohrende einen Fluoreszenzschirm, so entsteht auf demselben ein scharf begrenzter kreisförmiger Fluoreszenzfleck, der in der Hauptsache von den primären, geradlinig verlaufenden X-Strahlen herrührt, wie man aus seiner Grösse schliessen kann. Dieser Kreis ist umgeben von einem schwächer, aber auch noch ausgeprägt fluoreszierenden Ring, dessen Aussenkonturen nicht scharf, sondern allmählich auslaufend sind.

Dieser Ring wird von S-Strahlen gebildet, die gemäss ihrer sehr grossen Diversionstendenz nach ihrem Austritt aus dem Rohr stark seitlich — förmlich wie ein Wirbel austreten.

Macht man mittels eines solchen Rohres eine Aufnahme eines kräftigen Objektes — z. B. eines Abdomens, wobei man dem Objekte das Rohr etwas in den Bauch drücken kann, so bekommt man ein ziemlich verschleiertes Bild, das zwar Einzelheiten noch eben erkennen lässt, bei dem man aber deutlich wahrnimmt, dass nicht nur primäre X-Strahlen, sondern auch S-Strahlen bei der Ausscheidung des Silbers beteiligt waren.

Man kann noch aus anderen ähnlichen Versuchen feststellen, dass diese S-Strahlen eine ausserordentliche Tendenz besitzen, seitlich aus dem Strahlenwege zu entweichen und ganz ausserordentlich diffus zu verlaufen. Photographiert man Bleistückchen, indem man sie über einer an Stelle des Leuchtschirmes gelegten photographischen Platte anordnet, so bekommt man, je nach der Grösse des Abstandes

Fig. 2.

Fig. 3

von letzterer, Bilder, die Schlüsse über den diffusen Verlauf der S-Strahlen zulassen.

Die Einschaltung eines Metallrohres in den Strahlenweg ist also wegen der darin entstehenden Sekundärwirkung — obwohl von einem Arzte seinerzeit empfohlen — für die Röntgenaufnahme nicht sehr geeignet. (Fig. 2.) Andererseits ist es günstig, das Objekt durch eine ähnliche Vorrichtung bei der Aufnahme künstlich dünner zu machen, zu komprimieren.

Dass in dem erwähnten Falle der Betreffende, ohne wohl den Grund zu wissen, ein Diaphragma mit engem Ausschnitt auf das Rohr legt, dass die Bildung von S-Strahlen im oberen Rohrteile wieder reduziert wurde, veranlasste die gute Brauchbarkeit einer solchen Kompressionsmethode, hebt die Wirkung des Rohres als solchen aber auf.

Beobachtet man die Wirkung der Sekundärstrahlen auf dem Leuchtschirm in Bezug auf die verwendete Rohrlänge, so ergiebt sich ein Verhältnis beider. Je länger das verwendete Rohr und je näher es dem Ausgangspunkte der X-Strahlen ist, desto reichlicher treten die S-Strahlen auf.

Benutzt man (Skizze 3) ein Rohr, das aus 2 Teilen besteht, so dass ein freier Ring zwischen den beiden bleibt, so treten die Sekundärstrahlen gemäss ihrer grossen, mehrfach erwähnten Divergenz grösstenteils seitlich aus dem Ringe heraus, während die geradlinig verlaufenden, primären X-Strahlen im Rohrinnern bleiben. Man hat damit einen Strahlenfilter, der in einer für die Praxis genügenden Weise X-Strahlen und S-Strahlen voneinander trennt.

Versuch 1. Die Wirkung der Anordnung auf dem Leuchtschirm beobachtet, ergiebt das in Figur 3 dargestellte Bild. Ein sehr ausgeprägter, scharf umgrenzter Fluoreszenzfleck ist von einer dunkleren Zone umgeben. Um diese legt sich gleich einem Saturnring der Reif der S-Strahlenwirkung. Beide Strahlenarten sind also jetzt getrennt. Ist der untere Ringteil sehr kurz oder konisch, mit erweitertem Durchmesser nach unten, so dass kein Aufprallen von Strahlen mehr stattfindet, keine Sekundärwirkung sich mehr einstellt, so scheiden die S-Strahlen fast völlig aus dem inneren Fluoreszenzkerne aus. Man hat hier thatsächlich es fast nur mit X-Strahlen zu thun, während die äussere Leuchtzone nur von S-Strahlen gebildet wird. Die mit einem solchen Apparate gewonnenen Bilder sind im Kerne fast schleierfrei, Schleier kann nur insofern entstehen, als Sekundärstrahlen im Körper des Patienten, auf den der untere Ring fest aufgepresst wird, selbst entstehen. Man gewinnt mit einem solchen Apparate z. B. von der Wirbelsäule des lebenden Individuums Bilder, die in ihrer Klarheit und Detailzeichnung (man sieht sogar die Knochenfäserchen mit Struktur) aussehen wie Präparate. Ebenso lassen sich Steine der Gallenwege, der Niere, der Blase mit X-Strahlen feststellen etc. Die radiographische Methode ist dadurch viel weiter gebracht.

Versuch 2. Indem man mehrere solcher Filter übereinander in gleichen Abstufungen anordnet, kann man die Wirkung der Sekundärstrahlen in den einzelnen Zonen des Rohres sowohl mit dem Leuchtschirm, als auch genauer mit der photographischen Platte kontrollieren und auch die primären X-Strahlen reiner gewinnen.

Fig. 4.

Fig. 5.

Auf Grund dieser Versuche konstruierten wir unsere Blendenapparate (Fig. 5), von denen die Abbildung genauere Anhaltspunkte giebt.

Eingehender ist über die Versuche in der Kurellaschen Zeitschrift für Elektrotherapie (Berlin, Vogel & Kreienbrink)[1]) berichtet.

Ein beigefügtes Röntgenbild (Fig. 4), ein sehr mangelhafter Abglanz des Originalbildes, die untersten Lendenwirbel eines lebenden erwachsenen, sehr kräftigen Menschen darstellend, mag einen Anhaltspunkt dafür geben, in welchem Masse die ganze Architektur der Wirbelsäule so darstellbar ist. Das Verfahren ist übrigens seit Jahresfrist nach unseren Angaben in nahezu hundert Kliniken eingeführt worden.

(Eingegangen am 26. November 1903.)

1) Jahrgang 1902, Heft 11 und 12.

BESPRECHUNGEN.

Elektrochemische Litteratur.

Mit der Einführung in die Grundlagen der Elektrochemie befasst sich eine Reihe von neu erschienenen Werken. Sie mögen hier kurz charakterisiert sein, um demjenigen, welcher das Bedürfnis empfindet, sich mit der Theorie der Lösungen und ihren Konsequenzen, insbesondere denen auf technischem Gebiete, zu beschäftigen, die Wahl der Hilfsmittel zu erleichtern.

P. Gerdes, Einführung in die Elektrochemie. Nach der elektrolytischen Dissoziationstheorie bearbeitet. gr. 8. VIII u. 123 S. mit 48 Abbildungen. Halle, W. Knapp. 1902. M. 4,—,

giebt eine kurze, für die Leser dieser Zeitschrift wohl zu elementar gehaltene Übersicht über das Gebiet. Ein grösseres Mass von physikalischen und chemischen Kenntnissen setzt voraus:

P. Ferchland, Grundriss der reinen und angewandten Elektrochemie. gr. 8. VII u. 271 S. mit 59 Figuren. Halle, W. Knapp. 1903. M. 5,—.

Der theoretische Teil ist mit didaktischem Geschick geordnet und bietet eine gute Grundlage für weitere Studien, die freilich an der Hand des Buches durch Anführung von Citaten hätten erleichtert werden können. Dass bei der Auswahl technischer Beispiele die organische Chemie unbeachtet geblieben ist — was dem Chemiker als Mangel erscheint — dürfte an dieser Stelle dem Buche eher zur Empfehlung gereichen.

M. Roloff, Die Theorie der elektrolytischen Dissoziation. gr. 8. IV u. 84 S. Berlin, J. Springer. 1902. M. 2,—,
verfolgt ähnliche Zwecke, wie die neulich (**4**, 685, 1903) besprochene gleichnamige Schrift von Abegg. Sie unterscheidet sich von dieser besonders dadurch, dass sie die historische Entwickelung des Gegenstandes in sehr anregender Weise in den Vordergrund rückt. Von

W. Borchers, Elektro-Metallurgie. Die Gewinnung der Metalle unter Vermittlung des elektrischen Stromes. 3. verm. und völlig umgearbeitete Auflage. 1. Abth. gr. 8. IV u. 288 S. mit 169 Abbildungen Leipzig, S. Hirzel. 1902. M. 9,—,
ist der erste Teil der dritten Auflage erschienen. Der Verfasser hat das bleibende Verdienst, das erste brauchbare Werk über seinen Gegenstand geliefert zu haben. Auf Änderungen, welche das bekannte Buch in der Neuauflage erfahren hat, wird nach dem Abschluss zurückzukommen sein.[1]) Hier mögen nur die interessanten Ausführungen hervorgehoben sein, welche der um die Elektrometallurgie des Kupfers sehr verdiente Dr. E. Wohlwill zu dem Buche beigesteuert hat.

Von der gewaltigen Arbeit, welche auf dem Gebiete der Elektrochemie geleistet wird, giebt das

Jahrbuch der Elektrochemie. Bericht über die Fortschritte des Jahres 1901. Unter Mitwirkung von P. Askenasy, W. Borchers, K. Elbs u. a. herausgegeben von H. Danneel. 8. Jahrgang. gr. 8. IX u. 725 S. mit Abbildungen. Halle, W. Knapp. 1902. M. 24,—
Kunde. Es seien hier besonders die vorzüglichen Referate im wissenschaftlichen Teil hervorgehoben, welche der frühere Mitarbeiter und jetzige Herausgeber des Jahrbuches, Heinrich Danneel, geliefert hat. Seine langjährige Thätigkeit an diesem Jahrbuch befähigte den Verfasser vor anderen zu der Aufgabe, zu dem grossen im Erscheinen begriffenen **Handbuch der Elektrochemie** den umfangreichsten Beitrag zu liefern:

H. Danneel, Spezielle Elektrochemie. gr. 8. 1. u. 2. Lieferung S. 1—160. Halle, W. Knapp. 1903. M. 6,—.

Von dem auf vierzehn Lieferungen berechneten Werke bringt die vorliegende erste Lieferung ausführlich Wasserstoff, Wasser, Salzsäure und Schwefelsäure. Die ausserordentliche Reichhaltigkeit der Litteraturangaben wird das Werk für elektrochemische Arbeiten unentbehrlich machen. Auf den Inhalt soll nach dem Erscheinen weiterer Lieferungen näher eingegangen werden. Besonderes Interesse für den Physiker bietet

1) Die 2. Abteilung ist inzwischen erschienen. Vergl. die Besprechung in dieser Zeitschrift **4**, 859, 1903.

W. Jäger, Die Normalelemente und ihre Anwendungen in der elektrischen Messtechnik. gr. 8. VIII u. 131 S. mit Figuren. Halle, W. Knapp. 1902. M. 6,—.

Die Darlegung der Theorie der Normalelemente, welche der Verfasser giebt, bietet etwa in ähnlicher Weise wie das von Dolezalek beim Bleiakkumulator geschehen ist, gleichsam einen Studiengang der theoretischen Elektrochemie an einem speziellen Beispiele. Die dann folgende Besprechung der verschiedenen Normalelemente ergänzt die theoretischen Ausführungen des ersten Teiles durch eine grosse Zahl elektrochemischer Thatsachen. Der letzte Teil bringt ausführliche Angaben über die Eichung und die Anwendung der Normalelemente.

Endlich sind im Verlage von W. Knapp-Halle **Monographien über angewandte Elektrochemie** (unter Mitwirkung von E. Abel, E. G. Acheson, P. Askenasy, H. Becker und anderer Fachgenossen herausgegeben von Victor Engelhardt) im Erscheinen begriffen. Bisher liegen vor:

I. Victor Engelhardt, Die Elektrolyse des Wassers, ihre Durchführung und Anwenwendung. gr. 8. XII u. 117 S. mit 90 Fig. und 15 Tabellen im Text. 1902. M. 5,—.

Es werden die Verfahren zur Gewinnung von Wasserstoff und Sauerstoff auf elektrolytischem Wege besprochen. Die theoretische Elektrochemie hat sich gerade in letzter Zeit mit diesem Gegenstande vielfach beschäftigt, nachdem der merkwürdige spezifische Einfluss erkannt worden war, welchen die verschiedenen Metalle als Elektrodenmaterial auf die Gasentwickelung ausüben, indem je nach dem Elektrodenmaterial Wasserstoff und Sauerstoff sich bei verschiedenen Spannungen gasförmig entwickeln. Technisch wird das Verfahren der elektrolytischen Wasserzersetzung unter anderem auch durch das Bedürfnis der Luftschiffahrt nach reinem Wasserstoff zur Ballonfüllung wichtig.

II. Adolphe Minet, Die Gewinnung des Aluminiums und dessen Bedeutung für Handel und Industrie übersetzt von E. Abel. VII u. 129 S. mit 57 Fig. und 15 Tabellen im Text. 1902. M. 7,—.

Das Buch enthält einige fehlerhafte Berechnungen, ist aber von Interesse durch die historische Darstellung von der Entwickelung der Aluminiumindustrie.

III. Max Le Blanc, Die Darstellung des Chroms und seiner Verbindungen mit Hilfe des elektrischen Stromes. VII u. 129 S. M. 6,—.

Die Elektrolyse hat hier besondere Bedeutung dadurch erlangt, dass sie ein einfaches Hilfsmittel gewährt zur Regeneration der Chromsäure aus ihren Oxydulverbindungen — die bei

Benutzung der Chromsäure als Oxydationsmittel entstehen.

V. W. Pfannhauser, Die Herstellung von Metallgegenständen auf elektrolytischem Wege und die Elektrogravüre. XII u. 146 S. mit 101 Abbildungen. 1903. M. 7,—.

Hervorzuheben wäre hier die interessante Technik der Herstellung von Parabolspiegeln auf elektrolytischem Wege, wodurch die kostspieligen Manipulationen bei der Erzeugung genau parabolisch ausgeschliffener Spiegel umgangen werden. Coehn.

(Eingangen 31. Oktober 1903.)

L. Rellstab, Das Fernsprechwesen. Sammlung Göschen, Nr. 155. 12. 127 S. mit 47 Fig. u. 1 Tafel. Leipzig, G. J. Göschen. 1902. M. —,80.

Das vorliegende Büchlein bezweckt, in gedrängter Kürze über die Grundlagen und technischen Hilfsmittel des Fernsprechwesens in möglichst elementarer Weise zu berichten. Alle mathematischen Auseinandersetzungen sind vermieden und als Erläuterung für kompliziertere elektrische Erscheinungen ist in glücklicher Weise auf mechanische Analogien zurückgegriffen. Zur Orientierung über das Fernsprechwesen und die damit verknüpften Probleme kann das kleine Werkchen jedem Interessenten warm empfohlen werden. Emil Bose.

(Eingegangen 19. November 1903.)

Gustav Bauer, Vorlesungen über Algebra. Herausgegeben vom mathematischen Verein München. gr. 8. VI u. 376 S. mit dem Bildnis Gustav Bauers und 11 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1903. Gebunden M, 13,—.

Das Buch giebt die Vorlesungen, welche Herr Bauer seit 1870 an der Universität München über Algebra gehalten hat. Sein Hauptwert beruht in den Entwicklungen der sogen. „klassischen" Algebra (Lagrange, Bezon, Gauss), welche in den neueren Lehrbüchern in der Regel hinter den modernen Problemen zurücktreten, hier aber ausführlich gegeben werden. Besonders erscheinen in dieser Hinsicht die Abschnitte über symmetrische Funktionen (S. 41—58) und Elimination (S. 59—86 und S. 304—330) bemerkenswert. Bauer begnügt sich hier nicht mit den theoretischen Resultaten sondern er legt Gewicht auf Angabe von Vorschriften, um die Rechnungen möglichst übersichtlich und elegant zu gestalten, auch zeigt er in jedem Falle die Anwendung der gegebenen Methoden an Beispielen. So sind die Entwicklungen über Elimination zwar theoretisch unvollständig, indem prinzipiell allgemeine Resultate (Bezonsches Theorem) nur für spezielle Fälle bewiesen und ausgesprochen werden, dagegen praktisch, als Anleitung zur Rechnung in konkreten Fällen, von entschiedenem Werte.

Eine ausführliche und übersichtliche Behandlung hat insbesondere die numerische Auflösung der Gleichungen gefunden (Kap. XX—XXIV, S. 200—256). Hier erweisen sich vor allem die zahlreichen Beispiele als nützlich. In den ersten Kapiteln (XX—XXI) wird die Abschätzung und Eingrenzung der Wurzeln behandelt (Budan-Fouriersches Theorem, Sturmscher Satz), Kap. XXII bringt dann die Newtonsche Näherungsmethode und Kap. XXIV die Methode von Graeffe. Diese zeichnet sich vor allen übrigen Annäherungsmethoden durch die Sicherheit ihrer Anwendung aus — sie kann nicht versagen, wie die Newtonsche — und wird daher mit grosser Ausführlichkeit besprochen und an Beispielen erläutert: die Beispiele beziehen sich auch auf die komplizierteren Fälle der Berechnung imaginärer Wurzeln.

Erhebliche Lücken und Mängel dagegen weist das Buch in denjenigen Gebieten auf, welche besonders in neuerer Zeit wesentlich gefördert und weitergebildet worden sind. Z. B. ist der Beweis für den Fundamentalsatz der Algebra unstreng (S. 23). Die Darstellung der Galoisschen Theorie in Kap. XVI ist unvollständig und giebt keinen Begriff von der Bedeutung und Stellung dieser Theorie. Insbesondere aber wird der Anfänger Kap. XV (Unmöglichkeit der algebraischen Auflösung der allgemeinen Gleichung 5. Grades) bei der Lektüre am besten gänzlich weglassen.

Die Bauerschen Vorlesungen richten sich also nicht eigentlich an einen Mathematiker, welcher sich in die heutige Auffassung der Algebra einzuarbeiten wünscht; dagegen kann das Buch Studierenden eine gute elementare Einleitung geben und eignet sich besonders als Nachschlagebuch für solche, die für bestimmte Zwecke der Anwendung eine kurze Orientierung (z. B. über numerische Auflösung) suchen.

Otto Blumenthal.

(Eingegangen 22. November 1903.)

Ad. Wernicke, Lehrbuch der Mechanik in elementarer Darstellung, mit Anwendungen und Übungen aus den Gebieten der Physik und Mechanik. 1. Theil: Mechanik fester Körper von Alex. Wernicke, 4. völlig umgearbeitete Auflage. 3. Abt. Statik und Kinetik elastisch-fester Körper (Lehre von der Elastizität und Festigkeit). gr. 8. XI u. 825 S. m. Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1903. M. 10,—.

Die vierte Auflage dieses in der technischen Praxis verbreiteten Werkes umfasst in der vorliegenden 3. Abteilung der Mechanik fester

Körper die Festigkeitslehre mit ihren Anwendungen auf Fachwerke und Maschinenteile, sowie die Theorie des Erddruckes. Schon in der Anordnung des Stoffes zeigt sich die grosse Lehrerfahrung des Verfassers, der von den einfachsten Thatsachen ausgehend den Leser bis zu den höheren Teilen der Theorie führt. Die Darstellung ist, ohne ermüdend zu wirken, überall sehr ausführlich, offenbar mit Rücksicht auf vorwiegend elementar vorgebildete Leser, denen darum auch nur selten Entwickelungen mit Hilfe der Infinitesimalrechnung zugemutet werden. Wenn trotzdem der Verfasser in der Behandlung so weit gelangt, so ist dies neben seiner klaren Ausdrucksweise vornehmlich dem reichhaltigen und sauber ausgeführten Figurenmaterial zu danken, welches den Text aufs wirksamste unterstützt und das Werk zum Selbststudium besonders geeignet erscheinen lässt. Für den Unterricht an technischen Mittelschulen dürfte das Buch allerdings etwas zu unhandlich sein, während andererseits der Hochschullehrer es vorziehen dürfte, von der mathematischen Analyse schon der Kürze halber einen weitergehenden Gebrauch zu machen, als es hier geschieht. Der Verfasser schreckt übrigens darum vor schwierigeren Kapiteln durchaus nicht zurück; behandelt z. B. ziemlich ausführlich die Sätze von Maxwell und Castigliano über die Formänderungsarbeit, von denen dann u. a. in der Theorie der Biegung krummer Stäbe ein sehr zweckmässiger Gebrauch gemacht wird. In diesem Abschnitte, wie auch in der Fachwerkstheorie tritt deutlich der Einfluss der bekannten Vorlesungen Foeppls über technische Mechanik hervor, deren gelungenste Bände II und III (graphische Statik und Festigkeitslehre) auch öfters vom Verfasser citiert werden.

Das Kapitel über die „Kinetik elastisch fester Körper“, steht dagegen in Vergleich zu den statischen Abschnitten des Werkes nicht ganz auf der Höhe. Nach einigen Bemerkungen über die Spannungen in bewegten elastischen Körpern, wobei die so ungemein wichtigen Schwingungs- und Resonanzerscheinungen aber nicht berührt werden, bespricht der Verfasser ausführlich die Lehre vom Stoss in althergebrachter Weise und geht dann zum Energieprinzip über, welches in bunter Folge durch physikalische und technische Beispiele beleuchtet wird. In diese Ausführungen sind auch einige kinematische Beobachtungen in Anschluss an Reuleaux eingeflochten, welche dem Referenten hier nicht recht am Platze zu sein scheinen.

Immerhin betreffen diese Ausstellungen nur einen kleinen Teil des Werkes, welches im ganzen einen vorzüglichen Überblick über den derzeitigen Stand der Statik elastisch fester fester Körper gewährt und darum jedem Lehrer und Studierenden der Technik, Mathematik und Physik warm empfohlen werden kann.

H. Lorenz.

(Eingegangen 17. November 1903.)

Briefkasten.

An die Redaktion der Physik. Zeitschrift.

Jahrg. 4, 258—261, 1903, Ihres geschätzten Journals befindet sich die Abhandlung des Herrn J. Kossonogoff, in der die Möglichkeit erörtert wird, die Färbung der Lepidopteren-Flügel durch die Erscheinungen der optischen Resonanz zu erklären, und in der im höchsten Grade interessante Zahlenangaben angeführt werden.

Trotzdem erlaube ich mir darauf hinzuweisen, dass der verehrte Autor (auf S. 260) bei der Beantwortung der Frage über die Natur der von ihm studierten Körnerchen der Schmetterlingsschuppen leider in folgenden bedauerlichen Fehler verfällt. Er sagt nämlich, dass er die Flügel (Papilio machaon, Callimorpha dominula, Vanessa cardui) 96 Stunden lang in Alkohol, Xylol und darauf in 3proz. Wasserstoffsuperoxydlösung geweicht habe und nach allen diesen Manipulationen keine Veränderung in der Färbung der Flügel habe wahrnehmen können. Hieraus folgert der Autor, dass die Körner, gleichwie die Schuppen selbst, wahrscheinlich aus Chitin bestehen.

Aus diesen Versuchen und Folgerungen ist aber ersichtlich, dass der Autor leider mit der Frage von den Pigmenten der Lepidopterenflügel im Sinne der physiologischen Chemie und mit der diesbezüglichen bereits recht beträchtlichen Litteratur gänzlich unbekannt ist. Eine Extrahierung oder Veränderung dieser, Derivate der Harnsäure darstellenden Pigmente war mit den verwendeten Reaktionen natürlich nicht zu erwarten, jedoch hätte schon ein ganz primitives Befeuchten der Flügel mit Alkalien, Salzsäure, Salpetersäure oder Eau de Javelle (die in der entomologischen Praxis gewöhnlich bei Untersuchung des Geäders zur Entfärbung der Flügel benutzt wird) — den Autor überzeugen können, dass die Pigmente sehr wohl gelöst oder verändert werden können, ohne dass die Chitinbildungen angegriffen werden.

Aus diesem Grunde ist der Autor jetzt wohl noch keineswegs berechtigt, die grosse Mannigfaltigkeit der Färbung der Lepidopterenflügel einzig auf die feinen Unterschiede in der Struktur der Chitinbildungen zurückzuführen; dessenungeachtet dürfte sich aber seine Methode bei der weiteren Untersuchung der Farbenmodifikationen dieser Harnsäurederivate, die ohne Zweifel die eigentlichen Pigmente der Flügel sind, als fruchtbar erweisen.

Ohne nur irgendwie die grosse Bedeutung der optischen Resonanz bei der Hervorbringung der verschiedenen Farbeneffekte auf dem Insektenflügel überhaupt zu bestreiten, glaube ich aber, dass sich der Autor zur Aufstellung allgemeiner Schlussfolgerungen unbedingt mit den Arbeiten der physiologischen Chemiker über die Frage von den Flügelpigmenten vertraut machen muss. Vor allem möchte ich hier die Arbeiten von Hopkins (1889, 1895), Griffiths (1892), von Linden (1903), Urech (1892), Poulton (1895), Perry-Coste (1889—91), Beddard (1892), Baer (1899) u. a. hervorheben.

N. J. Kusnezow.

Physiologisches Laboratorium der Universität St. Petersburg, den 22. Dezember 1903.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Gestorben am 7. Januar 1904 der Ingenieur Dr. Friedrich von Hefner-Alteneck, Mitglied der Akademie der Wissenschaften.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. | 1. Februar 1904. Redaktionsschluss für No. 4 am 3. Februar 1904. | 5. Jahrgang.

INHALT.

An unsere Leser!

Von dem vorliegenden Hefte ab werden wir den Inhalt der Einzelhefte, wie oben, in der Form eines alphabetischen Sach- und Autorenregisters bringen, von der gleichen Anordnung, wie wir sie bisher bei dem Inhaltsverzeichnis der fertigen Jahrgänge verwendet haben. Wir hoffen, durch diese Neuerung unseren Lesern die Übersicht über die von uns gebrachte Litteratur sowie ihre ökonomische Benutzung wesentlich zu erleichtern.

Redaktion und Verlag der Physikalischen Zeitschrift.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Das Problem der Flimmerphotometrie.

Von Hugo Krüss.

Der Gedanke Ogdon N. Roods[1]), welcher der Flimmerphotometrie zu Grunde liegt, hat ein grosses technisches, aber daneben auch ein physiologisches Interesse. Es ist die Eigenschaft des Auges, welche man seit Plateau mit der Dauer des Lichteindrucks bezeichnet, in der neuen photometrischen Methode verwertet worden. Eine Fläche wird abwechselnd durch die beiden miteinander in Bezug auf ihre Helligkeit zu vergleichenden Lichtquellen beleuchtet. Geschieht der Wechsel in Zeiträumen, die länger sind, als die Dauer des Lichteindruckes, so hat das die Fläche betrachtende Auge den in der physiologischen Optik als „Flimmern" bezeichneten Eindruck. Das Flimmern kann zum Verschwinden gebracht werden, natürlich durch Beschleunigung des Wechsels, aber auch dadurch, dass die Beleuchtungsstärken, welche die beiden Lichtquellen auf der Fläche hervorrufen, gleich gemacht werden. Das ist das Prinzip des Flimmerphotometers. Bei demselben muss der Wechsel in der Beleuchtung also etwa 10—16 mal in der Sekunde stattfinden und sodann auf irgend eine der auch sonst in der Photometrie üblichen Weisen

1) On the photometry of differently coloured lights and the „Flicker"photometer. Phys. Review **3**, 241, 1893. Diese Zeitschrift **1**, 269, 1900.

die beiden Beleuchtungsstärken gleichgemacht werden; als Kriterium, dass die Einstellung erreicht ist, dient das Aufhören des Flimmerns.

Die verschiedenen instrumentellen Anordnungen zur Flimmerphotometrie stimmen fast alle darin überein, dass entweder durch einen mit einer Öffnung versehenen, hin und her beweglichen Blendschirm oder durch rotierende Scheiben mit sektorenartig angeordneten Löchern abwechselnd die eine oder die andere Lichtquelle von der Bestrahlung des Photometerschirmes abgeblendet wird. Ich habe in letzter Zeit eine einfachere Vorrichtung konstruiert, welche durch die in der Figur abgebildeten Körper veranschaulicht wird. Der Rand einer um ihre Achse rotierenden Scheibe ist unter 45° gegen die Scheibe geneigt und zwar abwechselnd nach der einen und nach der anderen Seite. Dieser Wechsel ist kein plötzlicher, sondern ein kontinuierlicher. Die Grenze zwischen den beiden Neigungsflächen erreicht denselben Rand der Scheibe beim Körper I nach 360°, bei II nach 180° und bei III nach 90°. Die Drehungs-

I II III

geschwindigkeit muss demgemäss bei I am grössten, bei III am kleinsten sein, letztere eignet sich deshalb am besten zum Handbetrieb. Diese Körper werden zwischen die beiden zu vergleichenden Lichtquellen auf die optische Bank gebracht; das senkrecht zur Achse auf den Scheibenrand blickende Auge sieht in passendem Wechsel die beiden von je einer der beiden Lichtquellen beleuchteten geneigten weissen Flächen.

Auf die instrumentelle Anordnung soll hier jedoch nicht weiter eingegangen werden; der Zweck dieser Zeilen ist, auf einige noch offene Fragen hinzuweisen, welche bei der Beschäftigung mit dieser neuen Methode sich vordrängen.

Zunächst ist die auch schon von Helmholtz[1]) registrierte Thatsache zu verzeichnen, dass die Geschwindigkeit des Wechsels zwischen den beiden Lichteindrücken um so grösser sein muss, je heller die Beleuchtung ist. Da die Dauer des Lichteindruckes doch wohl um so länger ist, je intensiver der Eindruck ist, sollte man auf den ersten Blick meinen, dass die Wechselgeschwindigkeit bei grösserer Intensität langsamer sein müsse als bei geringerer. Offenbar liegt die Sache aber so, dass man um so deutlicher den Wechsel zwischen den beiden Beleuchtungen empfindet, je heller es ist; Helmholtz fand thatsächlich bei Lampenlicht eine Frequenz von 24, bei Mondlicht eine solche von 10 als erforderlich, um bei Wechsel von Schwarz und Weiss eine kontinuierliche Empfindung hervorzubringen. Jedenfalls kommt hier aber auch noch die für verschieden grosse absolute Helligkeiten auch verschieden starke Unterscheidungsempfindlichkeit des Auges gegenüber Helligkeitsunterschieden in Betracht. Eine vollständige Klärung dieser Verhältnisse steht noch dahin.

Das Hauptproblem der Flimmerphotometrie beruht aber in folgendem. Bei Vergleichung zweier gleichfarbiger Lichtquellen kann man wohl ohne weiteres zugeben, dass das Aufhören des Flimmerns stattfindet, wenn beiderseits die gleiche Flächenhelligkeit erzeugt wird, dass man also mit dem Flimmerphotometer richtige Helligkeitsmessungen zu machen imstande ist. Diese Methode erhebt aber den Anspruch, dass dasselbe auch für verschiedenfarbiges Licht gilt, ja dass sie unabhängig von der Farbe sei.[1]) Von den begeisterten Anhängern der Flimmerphotometrie wird sogar behauptet, es höre beim Flimmern der Eindruck von Farbe überhaupt auf; das ist natürlich ein Irrtum, denn dann wären ja alle Experimente mit dem Farbenkreisel unmöglich. Es entsteht nichts anderes als die Mischfarbe und diese ist z. B. beim Vergleich der rötlichen Flamme der Hefnerlampe mit der grünlichblauen des Gasglühlichtes fast weiss.

Wäre aber in der That die Flimmerphotometrie unabhängig von der Farbe, so wäre das ein nicht hoch genug zu schätzender Vorteil. Wie solches aber bewiesen werden soll, ist mir vollkommen unbegreiflich. Man könnte ja auf den Gedanken kommen, eine Kurve der „Flimmeräquivalenz"[2]) für das Sonnenspektrum herzustellen und diese Kurve mit den bekannten Intensitätskurven zu vergleichen. Diese letzteren kann ich aber nicht als zutreffend anerkennen. Eine Energiekurve erfüllt den Zweck nicht, denn Energie der Ätherschwingung ist etwas anderes als Empfindungsstärke der Netzhaut; auch die physiologisch gewonnenen Intensitätskurven — Fraunhofers Vergleich der Spektralfarben mit Öllampenlicht, Vierordts Zumischung von weissem Licht, Crovas Sehschärfebestimmung in verschiedenen Farben — sind mit Misstrauen zu betrachten. Es giebt

1) Physiol. Optik 1867, 344.

1) Whitman, Photometric method which is independent of colour. Am. Journ. of sc. 46, 173, 1896.

2) O. Polimanti in J. v. Kries, Abhdlgen. z. Physiol. der Gesichtsempfindungen 1902, 2. Heft, S. 83.

eben kein einheitliches physiologisches Mass für Licht von verschiedener Wellenlänge.

Zu beachten sind hier allerdings die Versuchsergebnisse Polimantis. Er bestimmte die Flimmeräquivalenz für die verschiedenen Stellen des Spektrums eines Triplexbrenners im Vergleich zum Tageslicht. Die so erhaltene Kurve stimmt mit der Kurve der Peripheriewerte, welche er ebenfalls ermittelte, überein, nicht aber mit den Kurven der Dämmerungswerte. Letzteres könnte schon bedenklich machen, aber die erstere Beobachtung bringt die Frage auch nicht viel weiter. An der Peripherie der Netzhaut sind die Zapfen sehr sparsam vorhanden, die Stäbchen vorherrschend. Nach der Hypothese von v. Kries vermitteln die Zapfen die Farbenempfindung, die Stäbchen sind farbenblind, bei geringer (Dämmerungs-) Beleuchtung fungieren nur die Stäbchen. Es müssten also eigentlich Dämmerungswerte und Peripheriewerte miteinander übereinstimmen.

Bei der Anwendung der Flimmerphotometrie ist aber im allgemeinen keine Dämmerungsbeleuchtung vorhanden. — Ausserdem aber wird dabei nicht an der Peripherie des Gesichtsfeldes beobachtet, sondern es wird der Photometerschirm oder die Randfläche meiner oben skizzierten Flimmerkörper fixiert; das Bild fällt also auf die Fovea centralis in die Mitte der Macula lutea und hier sind überhaupt keine Stäbchen vorhanden, sondern nur dicht gedrängt stehende Zapfen. Diese anatomische Verschiedenheit macht es unmöglich, die Kurve der Peripheriewerte mit derjenigen der Flimmerwerte zu vergleichen. Da aber ferner gerade die farbenempfindlichen Zapfen bei der Flimmerphotometrie in Thätigkeit treten, so kann von einer Unabhängigkeit von der Farbe oder einer Unempfindlichkeit gegen die Farbe nicht dabei die Rede sein.

Neben dieser Hauptfrage, von deren Lösung die allgemeine Gültigkeit flimmerphotometrischer Ergebnisse im Sinne von Helligkeitsmessungen wesentlich abhängt, hat sich mir bei meinen Beobachtungen noch eine Thatsache aufgedrängt, für welche ich bislang keine Erklärung und keine ähnlichen Beobachtungen gefunden habe.

Lässt man die Beleuchtungen durch zwei verschiedenfarbige Lichtquellen, z. B. durch die Hefnerlampe und einen Gasglühlichtbrenner sehr langsam wechseln, so unterscheidet man deutlich die Aufeinanderfolge eines rötlichen und eines bläulichen Streifens mit schwach verwaschener Grenze zwischen beiden. Steigert man dann die Drehungsgeschwindigkeit, so wird es allmählich immer schwerer, die beiden verschiedenen Färbungen voneinander zu unterscheiden, sehr bald lösen sie sich scheinbar ineinander auf, bei weiterer leichter Steigerung der Schnelligkeit hört die Empfindung verschiedener Färbung überhaupt auf, man hat den Eindruck der Mischfarbe und in ihr findet noch ein Helligkeitswechsel, ein Flimmern statt; erst bei weiter gesteigerter Schnelligkeit verschwindet auch dieser. Physiologisch höchst interessant ist es also, dass bei weit geringerer Wechselzahl als bei solcher, wo überhaupt eine kontinuierliche Wahrnehmung eintritt, bereits die Unterscheidung der Einzelfarbe aufhört und der Eindruck der Mischfarbe entsteht. Anders ausgedrückt, würde dieses so lauten, dass die Dauer des Farbeneindruckes kürzer ist, als die Dauer des Lichteindruckes überhaupt. Auch die Erklärung dieser Nebenfrage ist für die Technik der Flimmerphotometrie von Bedeutung.

(Eingegangen 28. Dezember 1903.)

Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch Brechung.

Von A. Schmidt.

In vier Einsendungen des vorigen Jahrganges dieser Zeitschrift[1]) habe ich im Interesse der Sonnenphysik den Satz bewiesen und verteidigt, dass beim Lichtübergang vom dichteren ins dünnere Mittel eine Helligkeitsverminderung eintrete im Verhältnis $n^2 \cos^2 \beta : \cos^2 \alpha$. Meine ersten Ausführungen, welche sich nur auf den Spezialfall einer dünnen brechenden Schicht über einer leuchtenden ebenen Fläche bei grosser Entfernung des Auges stützten, waren dem Widerspruche[2]) eines Astronomen begegnet, dessen theoretische Deduktion zu dem Schlusse kam, dass die Helligkeitsabnahme von der Richtung der Strahlen unabhängig, also keine Funktion des Einfalls- bezw. Brechungswinkel β und α sei und nur durch den Brechungsindex bestimmt werde nach dem Verhältnis $n^2 : 1$.

Dieses abweichende Ergebnis war die Folge zweier ungerechtfertigter Voraussetzungen, 1. der Voraussetzung, dass bei der Brechung ein vollständiger Übergang der Lichtenergie von einem Mittel ins andere erfolge, 2. der Voraussetzung kollinearer Beziehung zwischen Objekt und Bild, vermöge welcher zu jedem Flächenelement am Orte des Objektes oder am Orte des Auges ein genau bestimmter Raumwinkel je am anderen Orte gehören müsste, unter welchem ein Auge das Flächenelement des anderen Ortes sehen würde.

Bei der Ablehnung dieser Voraussetzungen für die Emission des Sonnenlichtes habe ich versäumt, eine kurz vor meiner ersten Veröffentlichung gleichfalls in dieser Zeitschrift er-

1) Diese Zeitschr. **4**, 282, 341, 453, 476, 1903.
2) H. Seeliger: Diese Zeitschr. **4**, 343, 1903.

schienene Abhandlung[1]) eines Physikers zu berücksichtigen, welche aus denselben Voraussetzungen einen „allgemeinen Satz der geometrischen Optik" ableitet, natürlich ohne Beziehung auf die nachher von mir ins Auge gefasste Frage der Helligkeit der Sonnenscheibe. Der Autor, Herr Professor Straubel, hatte die Liebenswürdigkeit, selbst mir seine Arbeit zu denunzieren und ich ergreife daher, bevor ich auf meinen Hauptgegenstand eingehe, gerne die Gelegenheit, die Allgemeinheit jener Ausführungen auf die durch die Voraussetzungen gesteckten Grenzen zu beschränken.

Zwei von demselben Punkte ausgehende oder nach demselben Punkte konvergierende Strahlen nehmen infolge der Brechung beim Übergange von einem in ein anderes optisches Mittel im allgemeinen (da sie im allgemeinen verschiedene Einfallsebenen haben) zwei zueinander windschiefe Richtungen an, konvergieren also nach der Brechung nicht mehr nach einem Punkte, sie sind astigmatisch. Macht man nun mit Herrn Straubel die Voraussetzung, dass alle sehr kleinen ebenen Büschel bei der Brechung eben bleiben, so wird, da es in der Ebene keine windschiefen Strahlen giebt, der Astigmatismus von der Untersuchung ausgeschlossen. Es lässt sich wohl keine treffendere Form denken, die geometrisch-optische Untersuchung der für die Theorie der optischen Instrumente so wichtigen homozentrisch bleibenden Strahlenbüschel auf diese Büschel zu beschränken, als diese Form der Einführung der Kollinearitätsbedingung. Jedes lineare Gebilde des Objektes lässt sich in geradlinige Elemente zerlegen. Jedes dieser Elemente sendet nach jedem beliebigen Raumpunkt ein ebenes Strahlenbüschel. Je eines dieser ebenen Büschel wird so gebrochen, dass, falls es eben bleibt, die Spitze des gebrochenen Büschels ins Auge des Beobachters fällt, und dass auf der Bildfläche ein Linienelement als Bild entsteht. Jedem Linienzug des Objektes (z. B. auch dem Rande) entspricht so ein scharfer Linienzug des Bildes, jedem Schnitt zweier Linien des Objektes ein solcher des Bildes, es besteht Kollinearität. Eine andere Form der Bedingung, dass die erzeugten Bilder von Astigmatismus frei seien, ist die: $\cos\alpha = \cos\beta$, d. h. die Winkel α und β müssen so klein sein, dass ihre zweiten und höheren Potenzen vernachlässigt werden können. In diesem Falle führt auch mein Helligkeitsgesetz auf das Verhältnis $n^2:1$.

Semper aliquid haeret. Theoretischer Widerspruch, besonders in subtilen Fragen und von autoritativer Seite ausgehend lässt trotz seiner Nichtberechtigung einen Rest des Zweifels zurück. Die Hauptentscheidung liegt beim Experiment.

Ich hatte letzten Sommer wiederholt Gelegenheit, den von Professor Hergesell auf dem Bodensee angestellten meteorologischen Versuchen mit Drachen beizuwohnen. In der durch die Graf Zeppelinschen Luftschiffversuche bekannt gewordenen Bucht von Manzell führt ein längerer Landungssteg über das seichte Wasser des Ufers in den See hinein. Hier fand ich eine willkommene Gelegenheit, in Anwesenheit physikalisch gebildeter Zeugen die Frage zu entscheiden, ob die Helligkeit des Seegrundes mit der Sehrichtung sich ändere oder nicht. Die deutlichsten Wahrnehmungen der Abnahme der Helligkeit mit der Abweichung der Sehrichtung (Brechungswinkel α) von der Vertikalrichtung zeigte das tiefere Wasser. Hier musste aber die mit der Weglänge der Strahlen wachsende Absorption eine wesentliche Rolle spielen. Viel unauffälliger und langsamer erfolgte die Helligkeitsabnahme an den seichten Stellen, so dass zunächst die Sicherheit des Urteils durch die mit der Schiefe der Sehrichtung wachsende Helligkeit des Oberflächenreflexes, welcher das Bild des Grundes mehr und mehr verdeckte, getrübt wurde. An einem Tage aber mit gleichmässig bedecktem Himmel und glatter Seefläche führte ich meine Zeugen an eine Stelle des Steges, wo ein grosser Quader im See lag, nur am Fusse von wenigen Centimeter klaren Wassers bespült. Der graue Stein beschirmte die vor ihm liegende Seefläche, so dass das unter 70—80° mit der Vertikalen nach dem Seegrund sehende Auge durch kein von der Oberfläche reflektiertes Bild des Himmels gestört wurde. Die Aufstellung des Beobachters konnte so gewählt werden, dass es genügte, sich zu bücken, um die deutlichen Bilder der Steine des Kiesgrundes im Dunkeln verschwinden zu lassen.

Dieses Experiment ohne Apparate, das an jedem seichten Ufer wiederholt werden kann, lässt zwei Thatsachen zweifellos erkennen: 1. dass allein infolge der Brechung die Helligkeit der Bilder des Grundes mit wachsender Abweichung von der senkrechten Richtung abnimmt, 2. dass diese mit zunehmendem Winkel erfolgende Abnahme einen erheblich grösseren Gradienten besitzt bei grossem als bei kleinem Winkel. So verlangt es das von mir hergeleitete Gesetz.

Dem etwa erhobenen Einwande gegenüber, dass der Versuch mit Wasser den Fall unstetiger Brechung betreffe, während bei der Brechung in der Sonnenatmosphäre es sich um eine stetige Brechung in stetig veränderlichem Mittel handle, berufe ich mich auf den in der zweiten der vorjährigen Einsendungen gelieferten Nachweis, dass die Vogelschen Messungen sich dem aufgestellten Gesetze fügen, so vollständig, als die bis auf etwa ein Prozent genauen Messungen und als das notwendige Näherungsver-

1) R. Straubel: Diese Zeitschr. 4, 114, 1902.

fahren der Berechnung es erwarten lassen. Wenn die Wirkung der Absorption eine Helligkeitsänderung nach demselben Gesetze bedingt, so ändert das an der von mir ausgeführten Berechnung der Brechungsindices nichts, weil diese Berechnung sich nur des Helligkeitsverhältnisses zwischen je einem Punkte der Sonnenscheibe und der Mitte bedient, nicht der wirklichen Werte. Vor allem aber, wer von einer Absorption der Sonnenstrahlung durch ihre eigene Atmosphäre spricht, sollte auch eine Erklärung oder eine Hypothese bereit haben über den Verbleib oder über die Wegführung der absorbierten Energie.

(Eingegangen 5. Januar 1904.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

Nr. 18[1]): R. Magini, Die ultravioletten Strahlen und die stereochemischen Isomeren.

1. In den letzten Jahren sind zahlreiche Untersuchungen an Absorptionsspektren farbloser chemischer Verbindungen im ultravioletten Spektralfeld bei gewöhnlicher Temperatur vorgenommen worden, von denen sich die Mehrzahl mit der Prüfung von homologen Körpern oder von Serien oder verwandten Verbindungen, sowohl organischer wie anorganischer Natur beschäftigt. Die Arbeiten von Liveing und Dewar, Soret, Hartley und von Pauer gehören zu dieser Art. In diesen Arbeiten werden niemals die Verbindungen des Kohlenstoffs miteinander verglichen, welche doch durch eine von den vielfachen Formen der Isomerie aneinander gebunden sind; nur Pauer prüfte in seiner wichtigen Arbeit die Absorptionsspektra der drei Xylene und des Äthylbenzens und wies nach, dass keine einfache Beziehung zwischen ihnen vorhanden ist.

2. Ich benutzte ein konkaves Diffraktionsgitter von 3 cm Durchmesser, mit entsprechender Montur und Spalt, eine Bogenlampe mit Metall-Elektroden und ein Aufnahme-Gefäss für die Lösung des zu untersuchenden Körpers. Zur Ausführung meiner Beobachtungen und Messungen photographierte ich jedesmal das vom Gitter erzeugte Spektrum.

Ich verwendete das Rowlandsche Gitter in derselben Weise, wie ich es in einer früheren Arbeit beschrieben habe.[2])

Als Quelle für die ultravioletten Strahlen diente mir oben genannte Bogenlampe, welche derart gebaut war, dass man gleichzeitig oder auch sehr rasch nacheinander drei Bogen erzeugen konnte zwischen den entsprechenden, nahe zusammenliegenden Elektroden aus Eisen, aus Kobalt und aus Nickel. So erhält man drei übereinander liegende Emissionsspektra mit einer unbegrenzten Zahl von Linien. Um die ohnehin ausreichende Kontinuität noch zu erhöhen, verwendete ich Elektroden aus unreinen Metallen und sorgte für nicht zu kurze Pausen.

Die Lampe befand sich in einem Kasten, welcher auch den Spalt einbegriff; sie wird mit Schrauben gehandhabt, welche kaum aus dem Kasten hervorragen; der Kasten bleibt ausser am Spalt während des Versuchs vollständig geschlossen.

3. Zwischen Spalt und Lampe stellte ich das Absorptionsgefäss auf; dieses besteht aus einer Platte Spiegelglas mit einem ovalen Fenster, das durch zwei feine Quarzplättchen geschlossen wird, welche optisch vollkommen gearbeitet sind und an die Oberfläche der Glasscheibe durch kleine Federn oder Druckschrauben angepresst werden. Bei Prüfung der Photographien und Feststellung ihrer Linien und deren Wellenlängen befolgte ich folgende Methode. Ich photographierte das Spektrum eines Bogens aus chemisch reinen Eisenelektroden mit grosser Sorgfalt und konnte darin eine beträchtliche Zahl von glänzenden Linien feststellen, sowohl durch Vergleich mit schon bekannten einfachen Spektren, wie auch mit Hilfe der Kayserschen[1]) Tabellen und der direkten Berechnung aus der in genannter Arbeit in Vorschlag gebrachten Formel. Nachdem ich nun dieselben Strahlen in dem Spektrum, welches aus der teilweisen Überlagerung der drei zusammengesetzten Spektra entsteht, wiedergefunden und festgelegt hatte, konnte ich mit ausreichender Genauigkeit die Wellenlänge von jeder Linie des Spektrums durch Übertragung auf Papier und nachfolgende graphische Interpolation bestimmen.

4. Die Hypothesen über die Konfiguration innerhalb der Kohlenstoff-Kombinationen führen dazu, das Vorhandensein von isomeren Verbindungen anzuerkennen, die ein und derselben Konstitutionsformel entsprechen, leicht ineinander überführbar sind und gleiche oder fast gleiche physikalische und chemische Eigenschaften haben.

Das einfachste Beispiel bietet ein asymmetrisches Kohlenstoffatom; es können dabei zwei verschiedene, vierfache Substitutions-Produkte vorhanden sein, die unter der Form von zwei unregelmässigen mit einer Fläche vereinigten symmetrischen Tetraedern, die also nicht zur Deckung gebracht werden können, darstellbar sind. Es ist bekannt, dass in diesem Fall die beiden Formen optisch umgekehrt sind. Dies ist der Fall bei den beiden Asparaginen: dem

1) Nr. 17: Diese Zeitschr. **4**, 613, 1903.
2) Diese Zeitschr. **4**, 613, 1903.

1) Ann. d. Phys. **3**, 1900.

gewöhnlichen (linksdrehenden) und dem rechtsdrehenden süssen von Piutti.

Nur wenig anders liegt der Fall als der eben beschriebene, wenn zwei asymmetrische Kohlenstoffatome durch eine Valenz untereinander verbunden sind. Stellen wir uns die substituierten Produkte durch zwei an ihrem Gipfelpunkt vereinigte Tetraeder vor, machen wir die Hypothese, dass sie frei um ihre gemeinsame Achse herum rotieren können, so sind drei Isomeren möglich: nämlich die linksdrehende, die rechtsdrehende und durch intramolekulare Kompensation die inaktive.

Eine andere inaktive Isomere erhält man durch Darstellung der racemischen Verbindung. Die Weinsäuren bieten ein Beispiel von dieser seltsamen Isomerie. Stellt man sich hingegen die obigen Tetraeder als mit einer Kante verbunden vor, also so, dass die beiden Atome jedes durch zwei Valenzen vereinigt sind, so gestattet das System keine freie Rotation mehr und es sind nur zwei Isomerien möglich, die Form cis und die Form trans. Das klassische Beispiel dieser Isomerie bietet uns die Maleïnsäure und die Fumarsäure.

In vorliegender Arbeit will ich die ultravioletten Spektra der Asparagine, der Weinsäure, der Maleïn- und der Fumarsäure daraufhin untersuchen, ob und bis zu welchem Punkt so feine Unterschiede in der molekularen Struktur imstande sind, auf die Erscheinung der Absorption Einfluss auszuüben.

Asparagin. Ich habe die mir liebenswürdiger Weise von Prof. Piutti zur Verfügung gestellten Produkte untersucht. Da mit der geringen Löslichkeit und dem schwachen Absorptionsvermögen des Asparagins zu rechnen ist, habe ich durch Erwärmen Lösungen hergestellt, die 1 Grammmolekül auf 3 Liter Wasser entsprechen, um nicht zu schwache Absorptionen zu erhalten; ich zog ferner vor, die Schichtdicke der Flüssigkeit zu verändern, statt andere Lösungen zu untersuchen.

Ich erhielt konstant folgende Resultate:

Anzahl der Liter von H_2O auf 1 Grammmolekül	Schichtdicke	Wellenlänge λ des letzten durchgehenden Strahles	
		Rechtsdrehendes Asparagin	Linksdrehendes Asparagin
3	cm 1	$\lambda = 2382$	$\lambda = 2382$
3	„ 2,2	$\lambda = 2413$	$\lambda = 2413$
3	„ 3,3	$\lambda = 2472$	$\lambda = 2472$

Es scheint also kein Unterschied in der Absorption der beiden optisch einander entgegengesetzten Formen vorhanden zu sein.

Weinsäuren. Ich prüfte die von Prof. Körner mit grösster Liebenswürdigkeit für diese Untersuchung hergestellten Produkte. Auch in diesem Fall zog ich die Veränderung der Dicke einer Veränderung der Lösung vor. Folgende Resultate erhielt ich für rechtsdrehende und linksdrehende, also entgegengesetzte Formen.

Anzahl der Liter von H_2O auf 1 Grammmolekül	Schichtdicke	Wellenlänge λ des letzten durchgehenden Strahles	
		Rechtsdrehende Weinsäure	Linksdrehende Weinsäure
0,470	cm 1	$\lambda = 2535$	$\lambda = 2535$
„	„ 2,2	$\lambda = 2581$	$\lambda = 2581$
„	„ 3,3	$\lambda = 2628$	$\lambda = 2628$

Auch die racemische Verbindung, aber wegen ihrer geringen Löslichkeit in grösserer Verdünnung, führt bei Prüfung und Vergleich mit der rechtsdrehenden und linksdrehenden zu den gleichen Resultaten, obwohl sie in vielen physikalischen Eigentümlichkeiten davon abweicht. Ebenso verhält sich die inaktive Verbindung.

Maleïnsäure und Fumarsäure.

$$\begin{array}{ll} H-C-CO\cdot OH & CO\cdot OH-C=H \\ \quad\;\| & \qquad\qquad\quad\;\| \\ H-C-CO\cdot OH & \qquad H-C-CO\cdot OH \\ \text{Maleïnsäure} & \qquad\text{Fumarsäure} \end{array}$$

Ich untersuchte die Kahlbaumschen und die Merckschen Produkte und stellte die genannten Lösungen mit absolutem Äthylalkohol her. Die Resultate waren übereinstimmend.

Ich untersuchte eingehend Lösungen von 1 cm und von 1,85 mm Schichtdicke. Der Kürze halber notiere ich in folgender Tabelle nur die bei letzterer Schichtdicke erhaltenen Resultate.

Anzahl der Liter Alkohol auf 1 Grammolek.	Maleïnsäure	Δ	Fumarsäure
	Schichtd. = 1,85 mm		Schichtd = 1,85 mm
4,873	durchgel. b. $\lambda = 2937$	120	durchgel. b. $\lambda = 3057$
10	$\lambda = 2947$	165	$\lambda = 2912$
20	$\lambda = 2720$ (*d*)	45	$\lambda = 2765$ (*i*)
35	$\lambda = 2599$	—53	$\lambda = 2546$
50	$\lambda = 2546$	—63	$\lambda = 2483$
100	$\lambda = 2439$ (*d*)	—35	$\lambda = 2404$
150	$\lambda = 2382$ (*d*)	—	$\lambda = 2382$ (*ss*)
	Das Spektrum ist in der letzten Region etwas schwach, u. besond. i. Vergleich zur Fumarsäure sehr schwach v. $\lambda = 2395$ bis $\lambda = 2382$.		Das Spektrum ist sehr kräftig u. zeigt eine plötzliche Unterbrechung auf $\lambda = 2382$; von da an erscheint keine Linie.

Die Absorption der zwei isomeren Säuren ist nicht identisch. Unterhalb der Dicke von 1,85 mm und bei konzentrierten Lösungen (bei einer konzentrierteren Lösung als der als erste in der Tabelle aufgeführten konnten die beiden Säuren wegen der geringen Löslichkeit der Fumarsäure nicht geprüft werden) ist die Maleïnsäure sehr viel transparenter als die Fumarsäure; ferner, in der Nähe der Lösung $^{1}/_{30}\,n$, entsprechend ungefähr der Wellenlänge $\lambda = 2625$, haben die beiden Säuren eine merklich gleiche Absorption.

Bei verdünnteren Lösungen kehrt sich das Verhalten der beiden Säuren um und die Apfelsäure wird absorbierender als die Fumarsäure. Schliesslich nehmen bei noch verdünnteren Lösungen die beiden Isomeren wieder dieselbe Absorption und zwar im äussersten Ultraviolett an. Beide Isomeren zeigen dann eine äusserst starke Absorption von $\lambda = 2382$ an, wo die Spektra wie plötzlich abgebrochen scheinen; wenn an dieser Stelle nicht hier ein wirkliches oder eigentümliches Absorptionsband beginnt, so ist jedenfalls für beide Säuren hier ein Minimum der Transparenz.

5. Abschliessend kann man folgendes sagen:

a) Stereochemische Isomere, welche in allen Eigenschaften Übereinstimmung zeigen mit Ausnahme einer einzigen Eigentümlichkeit, dem Drehungsvermögen, für welches eine Verschiedenheit möglich ist, haben — wenigstens sämtliche geprüften Verbindungen — eine völlig identische Absorption, die von der Gleichheit der molekularen Dimensionen abhängig ist.

b) Stereochemische Isomere, welche eine doppelte Bindung besitzen, die eine Form cis und eine Form trans ermöglicht, wie die Maleïn- und die Fumarsäure, zeigen eine deutlich andersartige Absorption jedoch von derselben Grössenordnung, welche abhängt von der verschiedenen Konfiguration der betreffenden Moleküle, oder von der verschiedenen Lagerung der Kohlenstoffteilchen.

Die Konfiguration des Moleküls hat folglich einen entscheidenden Einfluss auf die Absorption der Verbindungen, und die Absorption selbst ist keine additive Eigentümlichkeit. Verhielte sich dieses anders, so müssten die Stellungs-Isomeren die gleichen Absorptionsspektra ergeben.

In einer anderen Arbeit gedenke ich die Resultate für die Ortho-, Meta- und Para-Isomeren vorzulegen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 1. Dezember 1903.)

Über den Nachweis Schumannscher ultravioletter Strahlen (Wellenlänge kleiner als 186 $\mu\mu$) mittels der Thermosäule.

Von A. Pflüger.

Schumann hat gezeigt, dass das Spektrum des Aluminiumfunkens unterhalb 186 $\mu\mu$ einige Linien besitzt, die, nach der Schwärzung der photographischen Platte beurteilt, der Gruppe bei 186 an Stärke nicht viel nachzustehen scheinen. Die Schwierigkeit ihres Nachweises liegt in der starken Absorption der Luft, die bei etwa 170 $\mu\mu$ schon in 1 mm Dicke die Strahlung nicht mehr durchlässt. Schumann hat daher, ausser seinen besonders präparierten, gelatinefreien photographischen Platten, zum Zwecke der Messungen seinen bekannten Vakuumspektrographen konstruieren müssen.

Auf S. 861 (Jahrg. 4 d. Zeitschr.) habe ich mitgeteilt, dass die Energie der Gruppe bei 186 gross genug ist, um bei Benutzung einer empfindlichen Thermosäule kräftige Galvanometerausschläge zu bewirken. Das gleiche war bei den von Schumann entdeckten Linien zu erwarten, wenn es nur gelang, die Luft aus dem Strahlengang des Apparates zu entfernen. Nun hat Schumann nachgewiesen, dass der Wasserstoff für die genannten Wellenlängen nahezu vollkommen durchlässig ist. Ich stellte daher den Versuch zunächst in der Weise an, dass die Fernrohre des Spektrometers und die Umgebung des Flussspatprismas mittels besonderer Anordnungen luftdicht abgeschlossen und mit reinem Wasserstoff, hergestellt nach Schumanns Vorschrift, angefüllt wurden. Die Wände des so hergestellten, gaserfüllten Raumes bestanden aus Metall, mit Ausnahme eines etwa 2 mm breiten Zwischenraumes vor dem Objektiv des Fernrohres. Hier musste, um dem Fernrohre einige Beweglichkeit zu geben, eine dicke Lage Seide mit darüber gespanntem Kautschuk Verwendung finden.

Der Versuch ergab kein Resultat. Vielmehr erwies sich der Wasserstoff als noch undurchlässiger wie Luft. Er musste sich daher innerhalb des Apparates irgendwie verunreinigt haben. Hat doch Schumann gezeigt, dass er beim Passieren von Kautschukschlauch seine Durchlässigkeit völlig einbüsst. Derselbe Wasserstoff, in Glasröhren eingeschlossen, erwies sich, wie besondere Versuche ergaben, für die Wellenlängen 186 sehr viel durchlässiger als Luft.

Es wurde darum folgender Versuch angestellt, nach dessen, wie gleich bemerkt sei, erfolgreichem Gelingen erst die Arbeit mit dem schwer zu behandelnden Vakuumspektrographen aufgenommen werden sollte.

Eine mit reinem Wasserstoff gefüllte Glasröhre W (s. Figur) enthält die Aluminiumelek-

troden a, und ist mit dem Flussspatfenster F_1 verschlossen. Durch besondere Versuche, nach Art der auf S. 36 d. J. beschriebenen wurde festgestellt, dass der Funke unter diesen Bedingungen die Linie 186 kräftig, wenngleich erheblich schwächer als in Luft, zeigte.

Die Thermosäule T befand sich in dem mit Flussspatfenster F_2 verschlossenen Vakuumgefäss V. Die Energie der Strahlung wurde nun gemessen, einmal, wenn sich zwischen den Flussspatplatten F_1 und F_2 5 mm Luftraum befand, ein zweites Mal, wenn die Platten durch Rechtsbewegung von W' aufeinander gedrückt waren. Im zweiten Falle (keine Luft im Strahlengange) war der Galvanometerausschlag ganz erheblich grösser, als er bei der um 5 mm verringerten Entfernung hätte sein sollen.

Der Versuch wurde nun dahin abgeändert, dass man zwischen F_1 und F_2 eine Glaskammer von 3 cm Dicke einschaltete, die abwechselnd mit Luft oder Wasserstoff gefüllt werden konnte. Auch hier waren die Ausschläge erheblich grösser, wenn Wasserstoff sich in der Kammer befand. Da nun Luft nach den Untersuchungen von Kreusler in 3 cm Dicke höchstens 3 Proz. von der Wellenlänge 186 absorbiert, konnte die starke Vergrösserung des Ausschlages nur von den Schumannschen Strahlen herrühren.

Ein dritter Versuch, die Funken in Luft, einmal in 1 cm Entfernung, dann dicht vor der Flussspatplatte von V überspringen zu lassen, scheiterte an den nicht zu beseitigenden elektrischen Störungen.

Die Fehlerquellen (insbesondere Erwärmung des Wasserstoffes durch den Funken, die durch langwellige Strahlung eine wachsende Verschiebung des Nullpunktes bewirkt) sollen hier unbesprochen bleiben. Mit ihrer Berücksichtigung ergiebt sich als unzweifelhaftes Resultat der beiden ersten Versuche, dass die Linien des Aluminiums unterhalb 186 $\mu\mu$ die erwartete kräftige Wärmewirkung ausüben.

Zum Schlusse sei noch bemerkt, dass ich bei Verwendung eines rotierenden Unterbrechers (ca. 80 Unterbrechungen per Sekunde, 72 Volt und 10 Ampère im primären Stromkreise eines alten Induktoriums von 25 cm Funkenlänge) das Fünffache aller früheren Ausschläge erreicht habe. Die Aluminiumlinien bei 186 geben jetzt, unter den auf S. 35 beschriebenen Bedingungen, nicht weniger wie 1000 Skalenteile Ausschlag.

Bonn, Physik. Institut d. Univ., Januar 1904.

(Eingegangen 10. Januar 1904.)

Bemerkungen zur „Polarisation der Röntgenstrahlung“.

Von Robert v. Lieben.

Blondlots Publikationen über die N-Strahlen[1]) gaben mir die Veranlassung, eine frühere Arbeit[2]) über den Effekt, den Röntgenstrahlen im Vakuum an Schwermetallen hervorrufen, wieder aufzunehmen. Nach Blondlot soll jede Röntgenröhre die N-Strahlen polarisiert aussenden. Es galt nun, die Frage zu entscheiden, ob und inwieweit diese N-Strahlen an dem in der früheren Arbeit beschriebenen Effekte, den die Strahlung einer Röntgenröhre an Metallen hervorruft, beteiligt sind.

Zu diesem Zwecke musste man trachten, die N-Strahlen zu eliminieren, um bloss mit den Röntgenstrahlen die Versuche zu wiederholen. Zur völligen Beseitigung der N-Strahlen genügte nach Blondlots Angaben die Zwischenschaltung einer 3 mm dicken Wasserschicht.[3]) Dieses Filter absorbiert die N-Strahlen völlig und lässt die X-Strahlen ohne wesentliche Absorption durch. Die Versuche mit dem Wasserfilter ergaben, falls man die in der früheren Arbeit gewählte Anordnung sonst beibehielt, in allen Punkten dieselben Resultate wie ohne Filter. Hierdurch ist erwiesen, dass die N-Strahlen keinen wie immer bemerkbaren Einfluss auf den röntgenelektrischen Effekt haben.

Um die Dauer der obigen Kontrollversuche abzukürzen, sowie um sie einfacher und genauer zu gestalten, wurde die frühere Versuchsanordnung etwas modifiziert. Die geänderte Anordnung ist schematisch in Fig. 1 abgebildet. Die Röntgenröhre R wirft ihre Strahlen gegen die 14 mm dicke Bleiwand B einer lichtdichten, zur Erde abgeleiteten Metallkiste. Ein kleines Loch O ($d = 1$ mm) gewährt den Strahlen den Eintritt in den mit einem Aluminium-Fenster F (Dicke = 0,05 mm) versehenen evakuierbaren Glasapparat A. Die Blendenöffnung O wurde nun so klein gewählt, dass die von den Röntgenstrahlen getroffene Quecksilber-Oberfläche S nur wenige mm² betrug. Von dieser kleinen Fläche gingen nun die diffus entstehenden Kathoden- und Sekundärstrahlen aus. Ihre Wirksamkeit auf die photographische Platte übten sie gemeinsam aus, denn es war hier nicht nötig, sie mit dem Magneten räumlich zu trennen.[4]) Die Blende B_1 schützt die photo-

1) Comptes rendus **136**, 735, 1903 u. diese Zeitschr. **4**, 596, 1903; Comptes rendus **136**, 1120, 1903 u. diese Zeitschr. **4**, 598, 1903; Comptes rendus **136**, 1227, 1903 u. diese Zeitschr. **4**, 599, 1903.

2) Diese Zeitschr. **4**, 469, 1903.

3) Vergl. R. Blondlot, diese Zeitschr. **4**, 598, 1903.

4) Wie sich nämlich aus früheren Versuchen ergab, ist die photographische Wirksamkeit der Kathodenstrahlen der der sekundären Röntgenstrahlen im Vakuum weit überlegen.

Fig. 1.

A evak. Glasapparat.
B Bleiplatte (14 mm st.).
B_1 Bleiblende.
P photographische Platte.
F Aluminiumfenster.
S Metallspiegel
O — kreisrunde Öffnung (D. 1 mm).
W = Wasserschichte
R Röntgenröhre
O_1 — Blendenöffnung.

zur Luftpumpe

graphische Platte vor der Einwirkung der Strahlen und gewährt ihnen bloss durch das Loch O_1 den Eintritt.

Mit dieser einfachen Anordnung wurden nun (zunächst ohne, später mit Anwendung des Wasserfilters) die schon in der früheren Arbeit beschriebenen Versuche nochmals wiederholt. Hierbei wurden sämtliche Resultate, die sich auf die Variation des Einfallswinkels und des Härtegrades der Röntgenstrahlung bezogen hatten, bestätigt gefunden. Hingegen konnte die früher beobachtete Polarisation der weichen Strahlung mit dieser Anordnung nicht aufgefunden werden.

Zahlreiche Kontrollexperimente mit der neuen und mit der früher beschriebenen Anordnung gaben das Resultat, dass die zuerst benützte Versuchsanordnung eine Polarisation der weichen Strahlung nur vorgetäuscht hatte. Es gehen nämlich nicht nur vom Brennpunkte der Antikathode, sondern auch von der Glaswand der Röhre R wirksame[1]) Röntgenstrahlen aus. Diese Strahlung der Glaswand ist nicht gleichmässig, sondern es giebt gewisse Flächen, die stärker strahlen[2]) und hierdurch eine Asymmetrie bedingen. Nun wurde bei der früheren Anordnung die Bleiblende so gross gewählt, dass auch die ungleich emittierende Wand der Röntgenröhre ihre Strahlung auf den Metallspiegel warf. Diese inhomogene Zusatzstrahlung hatte zur Folge, dass bei einer Drehung der Röhre (um die Strahlung als Achse) sich sowohl die Form der bestrahlten Spiegelfläche als auch die Strahlungsintensität auf derselben änderte. Diese unbeabsichtigten Veränderungen hatten bei den gewählten geometrischen Verhältnissen der Blenden ihrerseits wieder eine Variation in der Schwärzung der von den Kathoden — und Sekundärstrahlen getroffenen photographischen Platte zur Folge. Wurde nun die von der Wand der Röntgenröhre ausgehende Strahlung durch die Wahl einer genügend kleinen Blende derartig reduziert, dass nur eine sehr kleine Fläche der Wand (die als homogen strahlend angenommen werden kann) auf den Metallspiegel wirken konnte, so war die bei der Drehung der Röhre auftretende Fehlerquelle beseitigt. In der That konnte, wie schon oben erwähnt, mit dieser neuen Anordnung keine irgendwie merkbare Polarisation der Röntgenstrahlung gefunden werden.

Im Anschluss an die obigen Kontrollexperimente wurde die Untersuchung des Effektes, der bei der Variation des Einfallswinkels der Röntgenstrahlen auftritt, noch weiter ausgedehnt. Hierbei konnte man sich die Frage stellen, wie rauh die Oberfläche des von Röntgenstrahlen getroffenen Metallspiegels noch sein dürfe, damit eine grobe Variation des Einfallswinkels eine noch beobachtbare Veränderung des hervorgerufenen Kathodenstrahleneffektes bewirke. Zur Beantwortung dieser Frage wurde zunächst das (wegen seiner völlig ebenen Oberfläche) bisher als Spiegelmetall benützte Quecksilber durch plangeschliffenes und poliertes Blei ersetzt. Auch hier erhielt man, im selben Sinne wie beim Quecksilberspiegel, den Effekt derart, dass die schiefe Incidenz der Röntgenstrahlen den grössten und die senkrechte den kleinsten Kathodenstrahleneffekt hervorrief.[1]) Gemessen wurde der Effekt wie bisher im äussersten Vakuum (0,0005 mm Hg) und mittels der photographischen Platte.

Durch successives Übergehen[2]) von der feinst polierten Bleioberfläche zu weniger glatten Bleispiegeln wurde die Grenze der Rauheit bestimmt, bei der sowohl die unter 20^0 wie die unter 70^0 einfallenden Röntgenstrahlen Kathodenstrahlen von der gleichen photographischen Wirksamkeit auslösten. Eine solche Rauheit der Oberfläche, die dieser Bedingung genügte, wurde erst erreicht, als man grobe Feilen anwandte oder feines Bleipulver (von ca. 0,03 mm Korngrösse) benutzte. Auffallend war hierbei das langsame Verschwinden des Effektes mit

1) Die sonst schwachen Röntgenstrahlen, die die Glaswand aussendet, kommen hier wegen der großen Nähe des Apparates zur Glaswand, infolge der quadratischen Zunahme der Strahlungsintensität, wohl in Betracht.

2) Diese Ungleichmässigkeit tritt bei weichen Röntgenröhren besonders stark hervor.

1) Vergl. hierzu: E. Dorn, „Über die Schwingungsrichtung der Röntgenstrahlen". Abhandlungen d. naturf. Ges. zu Halle 21, 1896.

2) Dies wurde durch Behandlung des Bleispiegels mit verschieden feinem Schmirgel- und Glaspapier und endlich durch grobe Feilen erreicht.

zunehmender Rauheit der Oberfläche. So war zwischen dem feinst polierten Bleispiegel und dem mit einer feinen Schlichtfeile aufgerauhten kein Unterschied in den von ihnen bewirkten Effekten zu beobachten. Berücksichtigt man die wahrscheinlich ausserordentlich kleine Wellenlänge der Röntgenstrahlen, so scheinen alle diese Fakten darauf hinzudeuten, dass eine Erklärung des beobachteten Einfallswinkeleffektes nicht der transversalen Natur der Strahlung zugeschrieben werden darf.[1])

Es ist vielmehr wahrscheinlich, dass die Erklärung in dem sehr tiefen Eindringen der Röntgenstrahlen in das Metall des Spiegels zu suchen ist.

Da nämlich jede dünnste Schicht des durchstrahlten Metalles ihrerseits wieder Erregungscentren für Kathoden- und Sekundärstrahlen enthält, so werden die von den Strahlen getroffenen wirksamen Centren um so näher der Oberfläche liegen, je schiefer die primäre Röntgenstrahlung einfällt. Dieser Umstand bedingt es nun, dass die entstehenden Kathoden- und Sekundärstrahlen bei wachsendem Einfallswinkel der Primärstrahlung absorbierende Metallschichten geringerer Dicke zu durchdringen haben.

Sie müssen daher eine stärkere Schwärzung der photographischen Platte bewirken, welches Resultat mit der Beobachtung übereinstimmt. Gleichzeitig wird es nach dieser Erklärungsweise auch verständlich, warum erst grobe Unebenheiten der Spiegeloberfläche den Einfallswinkeleffekt zum Verschwinden brachten.

1) Vergl. hierzu: Elster und Geitel, Wied. Ann. **55**, 684, 1895; G. Jaumann, Wied. Ann. **57**, 147, 1896; E. Ladenburg, Ann. d. Phys. **12**, 558, 1903.

(Eingegangen 24. Dezember 1903.)

Über elektrodenlose Ringströme.

Von John Härdén.

S. 811 d. 4. Jahrg. d. Zeitschr. berichtet Herr Lecher über einige Versuche mit sogenannten Ringströmen in verdünnter Luft. Einige von mir im April d. J. angestellten Experimente bestätigen die Anschauung des Herrn Lechers völlig, weshalb es mir berechtigt erscheint, diese Bestätigung zu veröffentlichen.

Ich hatte eine evakuierte, elektrodenlose Röhre mit Quecksilberdampf gefüllt, wobei der Druck des Dampfes eine solche Dichte besass, dass etwa 5000 Volt nötig waren, um einen Lichteffekt in der Röhre zu erhalten.

Nunmehr wurden einige Windungen flexiblen Kabels um die Röhre gelegt und durch diese die oszillierenden Entladungen eines Kondensators von etwa 0,004 M.-F. geleitet. Auf der anderen Seite des Kondensators, der von einem Wechselstrom von ca. 35000 V. geladen wurde, befand sich eine Quecksilberfunkenstrecke, die Schaltung sonst wie üblich.

Beim Inbetriebsetzen zeigte sich in der Röhre ein lebhaftes Leuchten, auch erwärmte sich das Glas ziemlich stark, mit anderen Worten, die Lampe leuchtete so, als ob 5—6 Amp. Gleichstrom durch sie hindurchginge. Eine andere Quecksilberlampe von derselben Grösse wie die der Versuchslampe wurde mit Gleichstrom, 35 Volt und 5,5 Amp. gespeist und zeigte denselben Effekt.

Ich glaubte dann auch anfänglich, dass die Windungen durch die Röhre ein starkes, schnell wechselndes Feld verursachten, das in dem leitenden Dampf Induktionserscheinungen hervorrief, oder dass das Leuchten von im Rohre selbst generierten Strom zustande kommt.

Es schien mir aber auffällig, dass zahlreiche kleine Fünkchen zwischen äusserer Glaswand und Draht, durch die dünne Isolierung des Drahtes hindurch, auftraten. Wenn die Anordnung so getroffen wurde, dass diese Fünkchen aufhörten, leuchtete auch die Röhre fast nicht mehr auf. Um hierüber Klarheit zu gewinnen, wurde nun ein Glasrohr in Form einer Spirale gewunden und die Enden kommunizierend zusammengeschmolzen, so dass das Rohr wie eine in sich kurzgeschlossene Wickelung eines Transformators aussah. Das Rohr war ca. 9 mm im Durchmesser, jede Windung 60 mm mittl. Durchmesser und 6 Windungen mit 25 mm Ganghöhe. Das Rohr war evakuiert und mit Quecksilberdampf gefüllt wie zuvor.

Sodann wurde eine Kupferspirale von denselben Dimensionen zur Kontrolle angefertigt, ferner eine Primärspule, die so bemessen war, dass sie bequem in die Glaswickelung hineingeschoben werden konnte, und eine, die ausserhalb der Glaswickelung ging.

Wurden nun oszillatorische Entladungen durch diese Primärspulen geschickt, entweder durch die weitere oder durch die kleinere, so entstanden in der kupfernen Sekundärspule starke Ströme, die durch starke Funken an einer Schnittstelle des Verbindungsstückes sich kundgaben. Wurde aber statt der kupfernen Spirale die Glasspirale in die Spule gesetzt, so war nur ein sehr schwaches Leuchten sichtbar, und dieses rührte meistens von Büschelentladungen her, die von den Enden der Primärwickelung zum Glase gingen. Ich dachte nun, dass die Funken an der Kupferwickelung vielleicht daher kämen, dass die Wickelung offen war und erst durch den Funkenstrom geschlossen wurde, der dann verlöschte, um nachher wieder einzusetzen, dagegen, da das Vakuumrohr dauernd eine geschlossene Transformatorwickelung darstellte, die Streuung mög-

licherweise zu gross wäre. Um mich hiervon zu überzeugen, schloss ich daher die Kupferspule durch eine Glühlampe kurz, die aber ununterbrochen leuchtete, sobald der Apparat in Betrieb gesetzt wurde, zeigend, dass die Streuung keineswegs zu gross war.

Es schien mir daher mit ziemlicher Sicherheit bewiesen, dass die direkt in den Dampf induzierten Ströme eine sehr untergeordnete Rolle spielten, ohne aber, dass es ein Kriterium wäre, dass sie überhaupt nicht existieren. Der Vorgang bei den leuchtenden Röhren dürfte aber jedenfalls sich so abspielen, wie Lecher angiebt. Die hohe Potentialdifferenz infolge der Selbstinduktion oder vielmehr der Impedanz der Windungen der Primärwickelung ladet jedenfalls das Glas auf der Aussenseite, dieses influiert eine Ladung auf der Innenseite, welche sich dann durch den Dampf unter der nächsten Windung hin beim Zeichenwechseln entladet und das Leuchten verursacht. Daher auch die zwischen Draht und Glas sichtbaren Fünkchen und die Erwärmung des Glases, die jedenfalls nicht nur von dem leuchtenden Dampfe, sondern auch von der Kondensatorwirkung des Glases herrührt.

Wissenschaftl. Laboratorium der Gen. El. Co. Schenectady, N. Y., U. S. A., 17. November 1903.

(Eingegangen 1. Dezember 1903.)

Induktion im Vakuum.

Ergänzung zu dem vorstehenden Aufsatze.

Von John Härdén.

Anlässlich der Veröffentlichung des Herrn E. Lecher in d. Ztschr. (**4**, 811, 1903) über die elektrodenlosen Ringströme wurden von mir bestätigende Versuche im vorstehenden Aufsatz erwähnt. Seitdem sind einige weitere Versuche über diesen Gegenstand von mir angestellt worden, und möchte ich über das Ergebnis hier kurz berichten.

Es lag mir daran, eine Versuchsanordnung zu treffen, wo es erwiesen werden konnte, dass thatsächlich eine reine Induktions- und nicht eine statische Erscheinung vorlag. Zu diesem Zwecke war es notwendig, den induzierten Teil des Apparates so zu plazieren, dass er praktisch in keinem statischen Felde lag. Hierbei kamen mir die Versuchsergebnisse der Herren Braun und Zenneck[1]) zugute, die die Übertragung des magnetischen Feldes durch Eisenpulver auch bei schnell wechselnden Magnetfeldern als brauchbar gefunden haben. Die Versuchsanordnung geht aus der Figur hervor.

1) Siehe Ann. d. Physik **10**, 326, 1903; **12**, 869, 1903.

P ist die Niederspannungsseite eines Transformators, der mit 200 Volt gespeist wird und auf der Sekundärseite S bei offener Wickelung 30000 V. giebt. Dieser ladet die Belegungen der beiden Kondensatoren C C, die sich über die Funkenstrecke F entladen. Die anderen Belegungen der Kondensatoren führen zu den Windungen K von 2,5 mm Kupferlitze; es können 5 bis 15 Windungen eingeschaltet werden, um den günstigsten Effekt hervorzubringen. Diese Windungen haben einen inneren Durchmesser von etwa 100 mm und sind auf eine mit schraubenförmigen Vertiefungen versehene Porzellantrommel gewickelt, wodurch vorzügliche Isolation gewährleistet wird. Ein Glasrohr E wurde in diese hineingeschoben und mit verschiedenen Substanzen gefüllt. An das andere Ende des Rohres wurde eine zweite Trommel mit Drahtwindungen geschoben, um die Wirkung der verschiedenen Kerne zu prüfen. Die Enden dieser Windungen führten zu einem Funkenmikrometer.

Das Mikrometer gab, mit Luft in der Glasröhre 9 mm Funken, mit Eisenchlorid in Pulverform 10 mm, mit gesättigter Eisenchloridlösung (in Wasser) 13 mm. Hierbei wurden die Rohrwände nicht erwärmt. Mit Eisenfeilicht gefüllt, erhitzte sich die Röhre stark und die Funkenstrecke ging auf etwa 6 mm herunter. Sodann wurde Magnetit, Fe_3O_4, mit ca. 20 Proz. Ferrum

alcohole reductum gut gemischt, in die Röhre gebracht. Dabei stieg die Schlagweite sekundär zu 18—19 mm, weshalb dieses nunmehr während des ganzen Versuches zur Verwendung gelangte.

Nunmehr wurde statt der sekundären Kupferdrahtspule die spiralig gewundene Glasröhre *Q*, die eine in sich geschlossene Sekundärwickelung darstellt, auf den Kern geschoben. Diese Röhre hat zwei Quecksilbernäpfe *p p*, die Platinkontakte besitzen und zu etwa $^3/_4$ mit destilliertem Quecksilber angefüllt sind. Die Röhre ist sorgfältig ausgepumpt. An den beiden Platinkontakten konnten verschiedene Gleichstromspannungen angelegt werden.

Beim Inbetriebsetzen des Apparates zeigte sich zunächst bei gewöhnlicher Temperatur nur ein schwacher Lichtschimmer von grünlicher Färbung und 500 Volt, an den Platindrähten vermochte *n* keine Lichtbogenbildung hervorzurufen. Aber beim Erwärmen der Röhre durch ein Sandbad und Bunsenflamme erhöhte sich der Lichteffekt erheblich vermöge der grösseren Leitfähigkeit des jetzt unter etwas höherem Drucke stehenden Quecksilberdampfes, so dass alle Windungen der Röhre jetzt Licht aussandten.

Wurde nun die Gleichstromspannung angelegt, so war ein Überspringen des Stromes über die ca. 20 mm lange Strecke zwischen den beiden Quecksilberflächen nicht möglich, wenn die Hochfrequenzspule nicht in Thätigkeit war, trotzdem die Erwärmung des Quecksilbers bis zum Siedepunkt desselben getrieben wurde.

Beim Einsetzen der Kondensatorentladungen jedoch wurde der Lichtbogen sofort gebildet, nicht nur bei 500, sondern auch bei 125 Volt, wahrscheinlich schon bei niedrigerer Spannung, obgleich hiermit nicht versucht wurde. Ein einziger Funke an der Funkenstrecke bei *F* genügte, um die Röhre in Gang zu setzen.

Die Erwärmung der Röhre, die recht mühsam war, konnte natürlich auch dadurch geschehen, indem ein Bogen durch Schütteln der Röhre gebildet wurde; es lag mir aber daran, zu beweisen, dass die Leitfähigkeit des Dampfes nur durch äusserliche Erwärmung und nicht durch Ionisierung durch den Lichtbogen innerhalb gewisser Grenzen erhöht werden konnte. Es war aber unmöglich, die Leitfähigkeit nur durch Erhitzung so zu steigern, dass sich der Bogen bei 500 Volt von selbst bildete. Jedoch war bei dieser Spannung ohne die Hochfrequenzströme schon ein grünlicher Schimmer zwischen den Näpfen wahrzunehmen, ohne jedoch den Bogen einsetzen zu lassen.

Durch diese Versuche ist ohne Zweifel erwiesen worden, dass Induktionserscheinungen in verdünntem Raume hervorgebracht werden können, denn von einem statischen Effekt konnte die Erscheinung nicht herrühren. Wurde der eisenhaltige Kern durch einen anderen, nicht magnetischen, aber gleichleitenden Kern ersetzt, so trat die Erscheinung nicht ein, ebenso wenn die Glasröhre in nächster Nähe parallel den induzierenden Windungen plaziert wurde.

Wissenschaftl. Laboratorium der Gen. El. Co. Schenectady, N. Y., 28. November 1903.

(Eingegangen 9. Dezember 1903.)

Die Erscheinung der Ionisation in Flammen.

Von F. L. Tufts.

I. Einleitung.

Die elektrische Leitfähigkeit von Salzdämpfen in der Bunsenflamme ist ein Gegenstand, welcher viel Erörterung hervorgerufen hat. Die damit verknüpften Erscheinungen sind von sehr grosser Wichtigkeit, da sie zu jener sehr interessanten Gruppe gehören, in welcher Leuchten und elektrische Erscheinungen verbunden sind. Die Frage nach dem Sitz der Ionisation eines Salzdampfes in der Bunsenflamme hat zu viel Untersuchung und Diskussion Anlass gegeben.

Nach einer sehr ausgedehnten Reihe von Versuchen über die Leitfähigkeit von Flammen kommt H. A. Wilson[1]) zu folgendem Schluss. „Da die Ionisation, von welcher die Leitfähigkeit des Salzdampfes abhängt, seinen Sitz ausschliesslich an der Oberfläche der glühenden Elektroden hat, so befindet sich aus diesem Grund an der Oberfläche eine dünne Schicht, in welcher sehr rasche Ionisierung und Wiedervereinigung statthaben."

Diese Ansicht ist auch von J. J. Thomson[2]) angenommen worden und Moreau[3]) kommt zu demselben Schluss, als dem Resultat seiner Versuche in dieser Richtung.

Auf der anderen Seite vertritt Arrhenius[4]) die Ansicht, dass wir eine Volumenionisation des Salzdampfes durch die ganze Flamme haben. Stark[5]) und Lenard[6]) halten an der Ansicht fest, dass wir eine Ionisierung des Salzdampfes in der Bunsenflamme haben ohne Rücksicht darauf, ob glühende Metalle in der Flamme zugegen sind oder nicht.

Die meisten Erscheinungen, auf welche H. A. Wilson seine Schlussfolgerung, der Beschränkung der Ionisierung auf die glühende Elektrodenoberfläche, gründet, sind einer Erklärung fähig auf Grund der Ansicht einer Vo-

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. 192, 499, 1899.
2) J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases, London 1903, p. 172 u. 199.
3) G. Moreau, Compt. rend. 135, 898, 1902.
4) Sv. Arrhenius, Wied. Ann. 42, 18, 1891.
5) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902, S. 97; Naturw. Rundschau 18, 549, 1902.
6) Ph. Lenard, Ann. d. Phys. 9, 647, 1902.

lumenionisation und eines grossen kathodischen Widerstandes, welcher herrührt von einer Erniedrigung der Konzentration der Ionen an der Kathodenoberfläche.[1])

In dem gewöhnlichen Fall elektrischer Leitung durch Flammen bei Benutzung von Platinelektroden kann der Widerstand in drei Teile zerlegt werden: den Widerstand in der Schicht an der Kathodenoberfläche R_k, den Widerstand in der Schicht an der Anode R_a und den übrigen dazwischen liegenden Widerstand der Flamme R_i. Der Gesamtwiderstand R, der für den durch die Flamme fliessenden Strom in Betracht kommt, kann demnach durch die Gleichung $R = R_k + R_a + R_i$ dargestellt werden. Wenn R_k oder R_a sehr gross ist im Vergleich zu R_i, so kann gemäss dieser Gleichung eine Änderung in dem Elektrodenabstand oder die Einführung von Salzdampf zwischen die Elektroden, falls dieser nicht in Berührung mit den Elektroden kommt, den Gesamtwiderstand nicht merklich beeinflussen, da ja R_k oder R_a sehr gross verglichen mit R_i bleiben wird. Es ist so durchaus möglich, dass eine Volumenionisation des in die Flamme eingeführten Salzdampfes und folglich eine grosse Erniedrigung des Widerstandes R_i im Innern der Flamme statthat, ohne dass wir eine merkbare Änderung des Gesamtwiderstandes R haben. Die Messungen Wilsons und anderer bezüglich der Geschwindigkeit der Träger der positiven und negativen Elektrizität in Flammengasen zeigen, dass die negativen Träger ungefähr 15 mal so schnell unter dem gleichen Spannungsgefälle wandern als die Träger der positiven Elektrizität. Die grössere Geschwindigkeit der negativen Träger wird eine grosse Abnahme ihrer Konzentration in der unmittelbar an der Kathode liegenden Gasschicht zur Folge haben und Anlass zur Entstehung eines grossen kathodischen Widerstandes R_k geben. Dieser kathodische Widerstand wird eine Funktion der Stromdichte sein, und so erscheint es möglich, die anomale Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung zu erklären, welche bei der elektrischen Leitung durch Flammen für den Fall beobachtet wurden, dass gewöhnliche Platinelektroden benutzt wurden (vergl. Fig. 2).

II. Erniedrigung des kathodischen Widerstandes.

Nach der vorstehenden Darlegung ist es von grosser Wichtigkeit, Elektroden von solcher Art zu erhalten, dass der Widerstand an ihrer Oberfläche wenigstens von gleicher Grössenordnung ist wie derjenige der Flamme zwischen ihnen. Wenn solche Elektroden hergestellt werden können, so kann es nicht schwer halten zu zeigen, dass die Einführung eines Salzdampfes in die Flamme zwischen ihnen den Gesamtwiderstand R erniedrigt, selbst wenn der Dampf nicht in unmittelbare Berührung mit den Elektroden kommt.

Es wurde eine Anzahl von Methoden durchprobiert zum Zwecke einer Erniedrigung des grossen Elektrodenwiderstandes. Es schien möglich, dass dies erreicht würde durch Anwendung von Elektroden, welche etwas ausgeben, was als Träger der elektrischen Ladung, besonders der negativen dienen könnte. In dieser Absicht wurden verschiedene schmelzbare Substanzen als Elektroden gebraucht; Perlen von Salz ($NaCl$) und Glas an Platindrahtösen wurden als Elektroden in den Endflammen A und B (Rundbrenner Fig. 1) verwendet. Mit solchen Elektroden wurde gefunden, dass die Einführung von Salzdampf in die Mittelflammen (Flachbrenner) eine deutliche Zunahme der Stromstärke bewirkte, obgleich dieser Dampf nicht in Berührung

Fig. 1.

mit den Elektroden kommen konnte. Die Salzperlen verflüchtigen sich indessen sehr schnell und die Glasperlen schienen bald ihre Fähigkeit zu verlieren, den Elektrodenwiderstand zu erniedrigen.

Wie Wehnelt[1]) zuerst gefunden und Stark[2]) bestätigt hat, besitzen die Oxyde gewisser Metalle, unter ihnen Ca, Ba und Mg, die Fähigkeit negativ geladene Teilchen auszusenden, wenn sie auf hohe Temperatur gebracht werden. Es wurden darum Elektroden von Platin in der Weise präpariert, dass sie angefeuchtet in gepulvertes Calciumoxyd getaucht und dann in der Bunsenflamme auf Weissglut erhitzt wurden. Diese Behandlung wurde mehrmals für jeden Draht wiederholt.

Wenn solche Elektroden in der Bunsenflamme verwendet wurden, ergab sich, dass der mit einer elektromotorischen Kraft von 150 Volt

1) J. Stark, Elektrizität in Gasen, S. 281.

1) A. Wehnelt, Erlanger Ber. 1903, S. 150.

2) Vergl. die nachfolgende Mitteilung von J. Stark (4, 81, 1904 dieser Zeitschr.).

erhaltene Strom nahezu 600 mal grösser war als derjenige mit reinem Platinelektroden unter den gleichen Bedingungen. Und dies ist der Fall, selbst wenn die Elektrode aufgehört hat, eine wahrnehmbare Färbung der Flamme zu geben. Nachdem ein Draht in der obigen Weise behandelt ist, kann er mit den Fingern abgestreift werden, ohne dass er die Eigenschaft verliert, den Elektrodenwiderstand zu erniedrigen. Um einen solchen Draht nach der Behandlung mit Calciumoxyd wieder in seinen ursprünglichen Zustand zu bringen, war es notwendig, die Oberfläche sehr sorgfältig mit dem Messer abzuschaben. Die Oxyde von Magnesium und Baryum bringen in der Hauptsache dieselbe Wirkung hervor.

Es stellte sich heraus, dass lediglich eine Elektrode und zwar die Kathode in der angegebenen Weise präpariert werden musste, um die grosse Erniedrigung des Widerstandes zu bewirken. Die Anode konnte ein gewöhnlicher Platindraht sein; der Strom war nicht stärker, wenn die Anode mit Calciumoxyd bedeckt war.

Diese Versuche scheinen zu zeigen, dass in den gewöhnlichen Fällen elektrischer Leitung durch Flammen bei Verwendung reiner Platinelektroden bei weitem der grösste Teil des Widerstandes in der Gasschicht unmittelbar an der Kathodenoberfläche sitzt. Durch die Verwendung von Elektroden, die in der beschriebenen Weise mit Calciumoxyd präpariert sind, kann dieser kathodische Widerstand ungefähr auf den sechshunderten Teil seines Wertes für gewöhnliche Platinelektroden reduziert werden.

III. Verhältnis zwischen dem Elektroden- und Flammenwiderstand.

Die nächsten Versuche erstreckten sich auf die Bestimmung des Verhältnisses des erniedrigten Elektrodenwiderstandes zu dem Widerstand R_i der Flamme zwischen den Elektroden. Für diesen Zweck wurden die Flammen und Elektroden, wie Fig. 1 zeigt, angeordnet.

Die zwei Rundbrenner A und B erhalten eine Mischung von Leuchtgas und Luft zugeführt, welche durch einen Zerstäuber mit konzentrierter Chlornatriumlösung gegangen ist. Die Flammen dieser Brenner sind so gesättigt mit Natriumdampf, in ihnen sind die Elektroden a und b angebracht, Platindrähte, die mit Calciumoxyd in der beschriebenen Weise präpariert sind. Die drei mittleren Flammen (C) sind Flachbrenner; sie erhalten eine Mischung von Leuchtgas und Luft zugeführt, welche von einem zweiten Zerstäuber kommt, der entweder in Wasser oder in die untersuchte Salzlösung taucht. Die Abstände zwischen den Brennern waren in allen folgenden Versuchen so reguliert, dass eine gute Berührung von Flamme zu Flamme vorhanden war; indes konnten die Gase der Flachbrenner in keinem Falle die Elektrodenflammen so zur Seite treiben, dass die Elektroden von ihnen selbst berührt wurden. Es ist auf diese Weise möglich, die Bedingungen in den Mittelflammen zu variieren, ohne irgendwie gleichzeitig die Bedingungen an den Elektroden zu ändern.

Bei den nächsten Versuchen wurde in den Zerstäuber für die Mittelflammen Wasser gebracht und es wurden eine, zwei oder drei dieser Flammen benutzt, um die Elektrodenflammen zu verbinden. Der Abstand zwischen den Elektroden war unter diesen Verhältnissen bezw. 4 oder 8 oder 12 cm. Die Stärke des bei 150 Volt elektromotorischer Kraft durch die Flammen fliessenden Stromes war dann umgekehrt proportional dem Abstande der Elektroden. Mit anderen Worten, es ist in diesem Falle der Elektrodenwiderstand vernachlässigbar klein verglichen mit dem Widerstande von 4 cm Flachflamme, welche den Dampf von Göttinger Leitungswasser enthält.

Wenn eine Lösung von 1 Grammmolekül Kaliumchlorid in 300 cm^3 destillierten Wassers in den Zerstäuber für die Mittelflammen gebraucht wurde und die obigen Messungen wiederholt wurden, so nahm die Stromstärke weniger schnell in dem umgekehrten Verhältnis der Anzahl der Mittelflammen ab. Hieraus folgt, dass der Elektrodenwiderstand in diesem Falle nicht vernachlässigt werden kann im Vergleich zu dem Widerstande der Flamme eines einzelnen Flachbrenners, die eine grosse Menge von Kaliumchloriddampf enthält.

Einige angenäherte Messungen des Elektrodenwiderstandes für den Fall, dass eine, zwei oder drei Mittelflammen benutzt wurden, zeigten, dass sein absoluter Wert grösser wurde, wenn der Flammenwiderstand R_i verkleinert wurde, wenn also bei konstanter elektromotorischer Kraft die Stromstärke znnahm.

IV. Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung.

Der allgemeine Charakter der Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung für den Fall, dass gewöhnliche Platinelektroden für die Leitung in Flammen benutzt werden, wird von der Kurve der Fig. 2 dargestellt. Diese Kurve stellt den Charakter jener Beziehung dar, wie er von Arrhenius, Wilson und anderen bei Verwendung von gewöhnlichen Platinelektroden gefunden wurde. Sie ist durch den ziemlich scharfen Knick gekennzeichnet, welcher nicht weit vom Nullpunkt auftritt und der wahrscheinlich, wie angedeutet wurde, herrührt von der Zunahme des kathodischen Widerstandes infolge Steigerung der

Fig. 2.

Stromstärke. Der kathodische Widerstand scheint schliesslich einen konstanten, obzwar sehr grossen Wert zu erreichen, und wir haben dann nahezu eine geradlinige Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung.

Wenn Elektroden, die mit Calciumoxyd behandelt wurden, benutzt werden, ist diese Beziehung eine andere. Die Kurve 1 in Fig. 3 stellt die Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung dar, wenn die Elektroden und Flammen wie in der Fig. 1 angeordnet sind. Es wurden für sie die Elektrodenflammen mit einer konzentrierten Lösung von Kaliumchlorid gespeist; der Zerstäuber für die Mittelflammen enthielt nur Wasser. Unter diesen Umständen ist der Widerstand der Mittelflamme sehr gross, verglichen mit dem Elektrodenwiderstand. Der Spannungsabfall an der Kathodenoberfläche ist darum nur ein kleiner Bruchteil der gesamten Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden, und eine Prüfung der Kurve zeigt, dass der scharfe Knick nahe dem Nullpunkt wie in Fig. 2 nahezu verschwunden ist.

Die Kurven 2 und 3 zeigen die Abnahme des Widerstandes der Mittelflammen, wodurch ein grösserer Spannungsabfall an der Kathode sich herstellen kann. Die Kurve 2 giebt die Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung, für den Fall, dass der Widerstand der Mittelflamme dadurch erniedrigt wird, dass die Elektrodenflammen so nahe zusammengebracht wurden, dass sie durch zwei parallele Flachflammen verbunden wurden; der Zerstäuber für die Flachflammen enthielt dabei Wasser wie in dem vorhergehenden Versuch.

Die Kurve 3 giebt die Beziehung zwischen Stromstärke und elektromotorischer Kraft für den Fall, dass die drei Flachflammen wie in Fig. 1 hintereinander geschaltet waren und ihr Zerstäuber eine Lösung von 1 Grammolekül Chlorkalium in 300 cm^3 Wasser enthielt.

Die vorstehenden Messungen zeigen, dass solange der Flammenwiderstand sehr gross ist, verglichen mit dem kathodischen Widerstand, die Stromstärke nahezu proportional der Elektrodenspannung zunimmt und das Ohmsche Gesetz auf die Leitung in Flammen angewendet werden kann.

V. Eine neue Methode zur Untersuchung der Leitfähigkeit von Flammengasen.

Eine Anordnung von Brennern und Elektroden wie in Fig. 1 liefert eine neue Methode zur Untersuchung der Erscheinungen elektrischer Leitfähigkeit in Flammengasen. In der von Arrhenius und anderen angewendeten Methode ändert die Einführung eines Salzdampfes in die Flamme die Bedingungen an den Elektroden; und da bei gewöhnlichen Platinelektroden der Elektrodenwiderstand viele Male grösser ist als der Widerstand der Flamme zwischen den Elektroden, so misst eine Änderung der Stromstärke bei gegebener elektromotorischer Kraft lediglich die Fähigkeit des Dampfes, diesen Elektrodenwiderstand zu erniedrigen, und diese mag der Leitfähigkeit des Dampfes proportional sein oder auch nicht. Die oben in Abschnitt III beschriebene Versuchsanordnung setzt uns in den Stand, verschiedene Dämpfe in die Mittelflammen einzuführen, ohne die Bedingungen an den Elektroden irgendwie zu ändern. Die Änderungen in der Stromstärke, die bei Einführung von Dämpfen in die Mittelflammen erhalten werden, können so zur Bestimmung ihrer relativen Leitfähigkeiten dienen, und die Resultate sind nicht durch irgend eine Wirkung der Dämpfe auf den Elektrodenwiderstand beeinflusst. Im folgenden sind einige vorläufige Resultate mitgeteilt, welche dazu dienen werden, die Empfindlichkeit der Methode zu zeigen.

Bei Anwendung dreier Flachflammen, also bei einem Abstande von 14 cm zwischen den Elektroden und bei einer Elektrodenspannung von 2 Volt, wurden die nachstehenden Resultate erhalten.

Die Einführung einer Lösung von 1 Grammmolekül Kaliumchlorid in 300 cm^3 destillierten Wassers hatte zur Folge, dass der Strom mehr denn 20 mal stärker wurde als für reines Wasser in dem Zerstäuber. In diesem wie in allen folgenden Versuchen befand sich eine konzentrierte Natriumchloridlösung in dem Zerstäuber für die Elektrodenflammen.

Wenn eine Lösung von 1 Grammolekül Natriumchlorid in 300 cm^3 destillierten Wassers in den Zerstäuber für die Mittelflammen gebracht wurde, so stieg die Stromstärke ungefähr auf das Siebenfache ihres Wertes für reines Wasser in dem Zerstäuber.

Eine Lösung von einem halben Grammmolekül Calciumchlorid vermehrte die Stromstärke auf etwas mehr als das Dreifache ihres Wertes für reines Wasser. Dies zeigt, dass die Calciumsalze nicht die ihnen von Arrhenius beigelegte Eigenschaft besitzen, der Flamme

eine grosse Leitfähigkeit zu erteilen; sie sind im Gegenteil weniger wirksam als die Natriumsalze. Die grosse Leitfähigkeit, die ihnen von Arrhenius beigelegt wurde, ist offenbar auf ihre Wirkung auf die Elektroden zurückzuführen.

Eine Lösung von Kupferchlorid in 300 cm^3 Wasser vermehrte die Stromstärke um etwas mehr als das Zweifache ihres Wertes für reines Wasser. Daraus geht hervor, dass der Dampf von Kupferchlorid, statt praktisch keine Wirkung auf die Leitfähigkeit einer Flamme zu haben, wie Arrhenius fand, in Wirklichkeit sehr merkbar die Leitfähigkeit vergrössert.

Die vorstehenden Messungen für 2 Volt elektromotorischer Kraft wurden wiederholt für 120 Volt. Für die Salze von Kupfer und Calcium wurde die gleiche Zunahme der Stromstärke erhalten wie zuvor, für Natriumchlorid eine etwas kleinere. Die Leitfähigkeit des Kaliumchlorids bei 120 Volt elektromotorischer Kraft war dagegen kaum mehr denn halb so gross als bei 2 Volt, wenn sie in beiden Fällen mit derjenigen für reines Wasser verglichen wurde. Dies ist nach den Resultaten des letzten Abschnittes (vergl. Fig. 3) zu erwarten. Beim

Fig. 3.

Arbeiten mit einem Salzdampf von so grosser Leitfähigkeit muss nämlich eine viel verdünntere Lösung benutzt werden, so dass der Widerstand der Mittelflammen bei Einführung des Salzdampfes noch sehr gross sein wird, verglichen mit dem Elektrodenwiderstand.

VI. Beziehung zwischen Leitfähigkeit und Konzentration.

Die Beziehung zwischen der Konzentration und der Leitfähigkeit eines Salzdampfes in der Bunsenflamme wurde ebenfalls nach der neuen Methode für Natriumchlorid untersucht. Die konzentrierteste Lösung, die untersucht wurde, war eine Lösung von 1 Grammolekül Natriumchlorid in 300 cm^3 Wasser und die verdünnteste war eine Lösung von $^1/_{64}$ dieser Konzentration.

Die erhaltenen Resultate schwankten etwas infolge von Unregelmässigkeiten in dem Luft- und Gasdruck; aber für verdünntere Lösungen schienen sie angenähert dem Gesetze von Arrhenius zu folgen, nämlich dass die Stromstärke im Salzdampf variierte wie die Quadratwurzel aus der Konzentration der Salzlösung für die Mittelflammen.

Für die konzentrierteste Lösung und die Lösung von der halben Konzentration war die Stromstärke kleiner, als sich nach diesem Gesetz ergiebt. Dies ist nach den früheren Resultaten zu erwarten. Der Flammenwiderstand ist nämlich für die konzentrierteren Lösungen so klein, dass der Elektrodenwiderstand nicht mehr vernachlässigt werden darf.

VII. Resultate.

Eine ausführliche Beschreibung der angewandten Apparate zusammen mit quantitativen Messungen bezüglich einer Anzahl von Erscheinungen, die mit der Ionisation in Flammengasen verknüpft sind, wird in einer späteren Abhandlung gegeben werden. Die oben mitgeteilten Versuche scheinen indes zu nachstehenden Folgerungen zu berechtigen.

Bei der gewöhnlichen Methode, die Leitfähigkeit von Flammengasen unter Anwendung von reinen Platinelektroden zu untersuchen, ist der von der elektrischen Strömung an der Kathodenoberfläche bewirkte Widerstand viele Male grösser als der Widerstand der übrigen Flamme zwischen den Elektroden.

Dieser grosse kathodische Widerstand kann auf einen sehr kleinen Betrag seines Wertes für gewöhnliche Platinelektroden erniedrigt werden durch Anwendung von Elektroden, welche mit dem Oxyd von Calcium, Baryum oder Magnesium in der beschriebenen Weise behandelt worden sind.

Der Gebrauch solcher Elektroden versieht uns mit einer neuen und empfindlicheren Methode die Erscheinungen elektrischer Leitung in Flammengasen zu untersuchen, als bis jetzt möglich war; und die bereits mit dieser Methode erhaltenen Resultate scheinen folgende Sätze zu verbürgen.

Die Ionisation in Flammengasen ist nicht auf die Elektroden oder glühende Metalle beschränkt, sondern ist eine Volumenionisation, welche durch die ganze Flamme verbreitet ist.

Innerhalb sehr weiter Grenzen kann das Ohmsche Gesetz auf die Erscheinungen elektrischer Leitung in Flammengasen angewendet

und die scheinbaren Ausnahmen an dem Gesetz können auf die Entwickelung eines grossen Widerstandes an der Kathode zurückgeführt werden.

Zum Schlusse wünsche ich Herrn Professor Riecke dafür zu danken, dass er mir die Ausführung der vorstehenden Untersuchung gütigst ermöglichte.

Göttingen, 11 Dezember 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von J. Stark.)

(Eingegangen 23. Dezember 1903.)

Zündung des Lichtbogens an Metalloxyden.

Von J. Stark.

§ 1. Versuchsanordnung. — Fig. 1 stellt eine an der Luftpumpe sitzende Glasröhre dar, A ist die Anode, K die Kathode eines Glimmstromes, von dem erste Kathodenschicht, Kathodendunkelraum und negative Glimmschicht vorhanden sind. Senkrecht zu den Linien des Glimmstromes sind auf einer Niveauebene zwei Querelektroden a und k angebracht. An diese kann eine elektromotorische Kraft angelegt und so zwischen ihnen durch die negative Glimmschicht eine Strömung hergestellt werden, die als unselbständig erlischt, sobald der primäre Glimmstrom unterbrochen wird. An der Querkathode k bildet sich ein sekundärer Dunkelraum; fast die ganze an die Querelektroden gelegte Spannungsdifferenz liegt als Kathodenfall auf dem sekundären Dunkelraum.[1])

Fig. 1.

In Fig. 1 und im vorstehenden ist vorausgesetzt, dass die Querkathode eine reine metallische Oberfläche, dass sie nicht mit Oxyd bedeckt ist. Sie mag Aluminium in Stickstoff oder Platin oder Kohle in Luft sein. Sind auf der Querkathode einige Metalloxydteilchen vorhanden, so beobachtet man beim Anlegen einer Spannungsdifferenz an die Querelektroden eine neue Erscheinung. Es stellt sich nämlich zwar zunächst wieder rund um die Kathode der sekundäre Dunkelraum her; dieser aber wird von Zeit zu Zeit von einem hellleuchtenden Lichtbüschel durchbrochen, auf diesen folgt nach der Anode zu zunächst ein dunkler Raum und dann eine geschichtete oder ungeschichtete positive Lichtsäule (Fig. 2). Man erkennt sofort, dass diese licht- und stromstarke Strömung zwischen den Querelektroden ein Lichtbogen[1]) ist. Durch seine Lichtstärke und auch seine Farbe zeichnet sich der an der Querkathode gezündete Lichtbogen deutlich von der blauen intensitätsschwachen negativen Glimmschicht des primären Glimmstromes ab.

Fig. 2.

Zum Studium des Verhaltens verschiedener Metalloxyde wurde folgende Methode angewendet. Ein 2 mm dicker, 8 mm langer Kohlenstift wurde in ein Messingröhrchen eingesteckt, dieses wurde in das seitliche Ansatzrohr eingekittet. In den Kohlenstift wurden mehrere 0,5 mm weite Löcher gebohrt; diese wurden mit dem zu untersuchenden Metalloxyd ausgefüllt; ausserdem wurde die Oberfläche der Kohle mit dem fein gepulverten Oxyd eingerieben.

§ 2. Resultate. — Als Bedingungen für die Zündung des Lichtbogens im Vakuum an einer Querkathode wurden folgende gefunden.

Unterhalb einer elektromotorischen Kraft von etwa 50 Volt war eine Zündung nicht zu bewirken. Dies entspricht der Thatsache, dass der Lichtbogen eine Minimalspannung besitzt.

Der vorgeschaltete Widerstand darf nicht zu gross sein, bei 100 Volt elektromotorischer Kraft nicht über 1000 Ohm liegen; je kleiner der Widerstand im Kreise des Querstromes ist, desto leichter und öfter erfolgt die Zündung des Lichtbogens, desto grösser ist dann dessen Stromstärke.

Die Selbstinduktion im Kreise des Querstromes muss klein sein; schon die Selbstinduktion einer Deprezspule von einigen 100 Ohm verhindert die Zündung.

Bei hohem Gasdruck erfolgt die Zündung schwieriger als bei niedrigem. Die besten Resultate erhält man unterhalb eines Gasdruckes von 0,5 mm. Am leichtesten erfolgt die Zünd-

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 13, 1904.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 12, 673, 1903.

ung, wenn die Querelektroden in der stark ionisierten negativen Glimmschicht liegen, wenn also die Stärke des Querstromes gross ist. Befindet sich die Querkathode innerhalb des primären Kathodendunkelraumes, so erfolgt die Zündung nur auf derjenigen Seite, welche der primären Kathode abgewandt ist.

Das kathodische Lichtbüschel ist um so länger und in seinem auf der Kathode sitzenden Stiel um so dünner, je niedriger der Gasdruck ist. Es irrt in heftiger unregelmässiger Bewegung auf der Kathodenoberfläche hin und her. Dasselbe Verhalten zeigt bekanntlich das kathodische Lichtbüschel des Quecksilberlichtbogens.

An rein metallischen Kathoden, so an Aluminium, Kupfer, Blei, Platin, Kohle erfolgt die Zündung nicht; sondern nur an gewissen Oxyden. Es ist gleich, ob diese auf Aluminium, Kohle oder Kupfer angebracht sind. Es genügt, dass die Kathode mit dem Metalloxyd imprägniert ist; ob gleichzeitig auch die Anode imprägniert ist oder nicht, ist für die Zündung gleichgültig.

Es darf nicht die ganze Kathodenoberfläche gleichmässig mit dem bei gewöhnlicher Temperatur nichtleitenden Oxyd bedeckt sein; es kommt sonst weder ein Querstrom mit sekundärem Dunkelraum, noch eine Zündung des Lichtbogens zustande. Diese erfolgt immer an kleinen Oxydpartikeln, die gute Berührung mit der metallischen Kathodenoberfläche besitzen und rings von leitender Fläche umgeben sind. Die zur Zündung verwendeten Oxyde leiten bei niedriger Temperatur nicht; sie müssen also bei der Zündung infolge einer Temperaturerhöhung leitend werden (vergl. § 4).

Zündung ergaben die Oxyde von Calcium, Magnesium, Aluminium, Thor, Zirkon. Besonders wirksam war Calciumoxyd. Pulver vom Nernstkörper lieferte ebenfalls Zündung. So gut wie nicht wirksam waren die Superoxyde von Blei, Mangan und Zinnasche. An Calciumsulfid erfolgte die Zündung sehr schwer, vielleicht nur an Spuren von vorhandenem Oxyd.

§ 3. Fünkchen an der Kathode des primären Glimmstromes. — Stellt man den Glimmstrom an Aluminiumkathoden bei niedrigem Drucke in Sauerstoff oder Luft bei einem Drucke her, bei welchem bereits der Kathodendunkelraum wahrnehmbar ist, so macht man folgende Beobachtung. Unregelmässig tritt bald an jenem, bald an diesem Punkte der Kathodenoberfläche ein hellleuchtendes Fünkchen auf, das in Gestalt eines feinen Lichtbüschels den Kathodendunkelraum des Glimmstromes durchbricht. Ein jedes derartiges Fünkchen ist von einem Vorzucken der positiven Lichtsäule und einem gleichzeitigen Anwachsen der Stromstärke und darum von einem Geräusch in einem Telephon begleitet, das im Kreise des Glimmstromes liegt. Dieses Fünkchenspiel an Aluminiumkathoden bei Gegenwart von Sauerstoff lässt einen stationären Wert der Stromstärke nicht zu.

Es liegt nahe, in diesen Fünkchen die kathodischen Lichtbüschel von kurz dauernden Lichtbogen zu sehen. Infolge der Gegenwart von Sauerstoff tritt an manchen Stellen der Aluminiumkathode Oxydation ein; an den gebildeten Oxydpartikeln kann dann, wie oben der unselbständige Querstrom, so hier der primäre Glimmstrom in einen kurzen dauernden stromstarken Lichtbogen sich verwandeln. Diese Auffassung wird durch folgende Versuche bestätigt.

Frisch mit einem scharfen Messer abgeschabte Aluminiumkathoden zeigen das Fünkchenspiel in reinem Stickstoff nicht. Werden sie jedoch darauf oberflächlich etwas oxydiert, so tritt es auch in reinem Stickstoffe auf. Imprägniert man eine Kohle-, Kupfer- oder Platinelektrode mit einem der obengenannten Oxyde, welche Zündung des Lichtbogens geben, und macht sie zur Kathode eines primären Glimmstromes, so erhält man ein wundervolles Fünkchenspiel an ihnen.

§ 4. Erklärung der Zündung des Lichtbogens an Metalloxyden. — Wie vom Verfasser dargelegt worden ist, besteht die Existenzbedingung des Lichtbogens darin, dass von der kathodischen Strombasis negative Elektronionen in grosser Dichte ausgestrahlt werden. Dieser Gesichtspunkt legt folgende Erklärung der Erscheinung nahe, dass an gewissen bei gewöhnlicher Temperatur nicht leitenden Metalloxyden die Zündung des Lichtbogens leicht erfolgt.

O

Fig. 3.

In Fig. 3 sei *O* eine Oxydpartikel auf einer Kathode, auf welcher ein Kathodendunkelraum sitzt. Es laufen dann von der negativen Glimmschicht nach der Kathode elektrische Kraftlinien (punktiert), von diesen werden positive Ionen aus der Glimmschicht nach der Kathode zu getrieben. Verlaufen die Kraftlinien auf der ganzen Strecke Glimmschicht-Kathode geradlinig, so folgen die positiven Ionen genau ihrer Richtung, biegen sie jedoch in der Nähe der Kathode von ihrer Richtung ab, so können ihnen die hier strahlartig sich bewegenden positiven Ionen nicht mehr folgen, sondern infolge ihrer grossen Geschwindigkeit laufen die posi-

tiven Strahlen (ausgezogen) nahezu geradlinig weiter. Während so die elektrischen Kraftlinien dem Oxydteilchen, das bei niedriger Temperatur nicht leitet, ausweichen, treffen die positiven Strahlen, welche von der Glimmschicht in der Richtung auf das Oxydteilchen ausgehen, geradeso auf dieses, wie sie in einen Kanal der Kathode eintreten würden. Durch die auffallenden positiven Strahlen (Kanalstrahlen) wird das Oxyd erwärmt und bei hoher Temperatur beginnt es dann einerseits elektrisch zu leiten, andererseits negative Elektronen auszustrahlen. Daraus dass dann der Lichtbogen an dem so veränderten Oxydteilchen sich ausbilden kann, ist zu folgern, dass die betreffenden Oxyde bei der Temperatur der Rotglut in sehr viel grösserer Dichte negative Elektronen ausstrahlen als die reinen Metalle. Dies ist in der That von A. Wehnelt[1]) gefunden worden.

Nach dem Vorstehenden ist leicht einzusehen, warum die Lichtbogenzündung an kleinen Oxydpartikeln leichter als an grossen erfolgt, ferner warum eine Abnahme des Gasdruckes und darum eine Verlängerung des Kathodendunkelraumes sie begünstigt. Auch versteht man, warum das Oxyd allein an der Kathode wirksam ist, nicht an der Anode.

§ 5. Der Lichtbogen an Metalloxyden bei atmosphärischem Druck. — Von Rasch[2]) ist bereits darauf hingewiesen worden, dass Metalloxyde als Lichtbogenpole sich anders verhalten als Pole aus reinem Metall. Der Unterschied dürfte nach dem Vorhergehenden darauf zurückzuführen sein, dass gewisse Metalloxyde bei hoher Temperatur negative Elektronen in viel grösserer Dichte ausstrahlen als die reinen Metalle. Es muss eine Aufgabe für sich sein, das Verhalten der Metalloxyde als kathodische Strombasis des Lichtbogens eingehend zu untersuchen. Hier sei lediglich über die Eigenschaften des Lichtbogens an Thoroxyd bei sehr kleiner Stromstärke berichtet.

Es wurde ein 4 mm dicker Kohlenstift vorne mit einem kleinen Stückchen Thoroxyd versehen und als Kathode einer Kohlenanode in freier Luft gegenüber gestellt. Zwischen ihnen wurde mit 1800 Volt elektromotorischer Kraft ein Glimmstrom eingeleitet. Dieser verwandelte sich dann nach kurzer Zeit in einen Lichtbogen, indem das Thoroxyd weissglühend und zur Strombasis wurde.

Die kleinste Stromstärke des Lichtbogens, der auf diese Weise erhalten werden konnte, betrug bei etwa 0,5 mm Elektrodenabstand 0,007 Ampère. Bei dieser Stromstärke war die Anode ganz dunkel, während die kathodische Strombasis weissglühte. Bei Erhöhung der Stromstärke begann zunächst das Gas vor der Anode blau zu leuchten, während die Anode noch dunkel war. Bei weiterer Erhöhung begann die Anode zu erglühen und Dampf auszusenden, es nahm dann der Lichtbogen das gewöhnliche Aussehen (leuchtender Kern mit umgebender Aureole) an. Diese Beobachtungen bestätigen aufs neue, dass die Existenzbedingung des Lichtbogens in einer hohen Temperatur der kathodischen Strombasis zu suchen ist.

Göttingen, Dezember 1903.

(Eingegangen 23. Dezember 1903.)

1) A. Wehnelt, Erlanger Ber., S. 150, 1903.

2) E. Rasch, Elektr. Zeitschr. **22**, 155, 1901; Ann. d. Phys. 11, 202, 1903.

Theoretische Bemerkungen zur Ionisation in Flammen.

Von J. Stark.

§ 1. Total gesättigter Strom. — Als Sättigungsstromstärke in einem durchströmten Leiter, speziell in einem Gasvolumen, wird diejenige Stromstärke definiert, welche in der Zeiteinheit alle Ionen wegführt, welche in dem betrachteten Volumen in der Zeiteinheit erzeugt werden.

Es sei n_p bez. n_n die positive bez. negative spez. Ionenzahl, v_p bez. v_n die räumlich konstante spez. Geschwindigkeit der Ionen, j_p bez. j_n die Stromdichte normal zum Querschnitt der betrachteten Stromröhre s, F die elektrische Feldstärke längs dieser, ε die Ionenladung; es gelte das Ohmsche Gesetz, innere elektromotorische Kräfte seien sehr klein verglichen mit dem Spannungsabfall $dV = F \cdot ds$, die Ionisierungsstärke, Zahl der neuen positiven oder negativen Ionen für die Volumeneinheit in der Zeiteinheit, sei q.

Ist Sättigung und stationärer Zustand vorhanden, so gilt

$$\left.\begin{aligned} \frac{dn_p}{dt} &= q - dj_p = q - d(\varepsilon \cdot n_p \cdot v_p \cdot F) = 0 \\ \frac{dn_n}{dt} &= q + dj_n = q + d(\varepsilon \cdot n_n \cdot v_n \cdot F) = 0 \end{aligned}\right\} \quad \text{(I)}$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial j_p}{\partial s} \cdot ds \gtrless 0 \\ \frac{\partial j_n}{\partial s} \cdot ds \gtrless 0 \end{aligned}\right\} \quad \text{(II)}$$

Bei Sättigung sind also längs einer Stromröhre die positive und die negative Stromdichte räumlich variabel. Ist q unabhängig von F, so gilt dies auch von j_p und j_n; es ist also dann

$$\frac{dj}{dF} = \frac{d}{dF}(j_p + j_n) = \frac{dj}{dV} = 0,$$

d. h. mit wachsender Elektrodenspannung wächst die Stromstärke nicht mehr, die bekannte Eigenschaft des gesättigten Stromes.

Es gelte die Poissonsche Gleichung (vergl. § 4)

$$-\frac{d^2V}{ds^2}=\frac{dF}{ds}=4\pi\cdot\varrho=4\pi(n_p-n_n)\cdot\varepsilon \quad \text{(III)}$$

die Stromstärke sei in dem betrachteten Stück einer Stromröhre gesättigt. Angenommen nun F sei auf einer längeren Strecke konstant, es sei also

$$\frac{dF}{ds}=\frac{d^2F}{ds^2}=\frac{d^3F}{ds^3}=\ldots 0. \quad \text{(IV)}$$

Hieraus und aus II folgt dann

$$\frac{dn_p}{ds}\lessgtr 0, \quad \frac{dn_n}{ds}\lessgtr 0. \quad \text{(V)}$$

Ausserdem folgt aus der Kontinuitätsgleichung der stationären Strömung

$$\frac{d}{ds}(j_n+j_p)=0 \quad \text{(VI)}$$

und aus IV

$$v_p\cdot\frac{dn_p}{ds}+v_n\cdot\frac{dn}{ds}=0$$

oder $$v_n:v_p=\frac{dn_p}{ds}:\frac{d}{ds}(-n_n) \quad \text{(VII)}$$

oder $$(v_n+v_p):v_n=\frac{d}{ds}(n_p-n_n):\frac{dn_p}{ds}$$

Da sowohl v_p und v_n als auch nach Gleichung V $\frac{dn_p}{ds}$ und $\frac{dn_n}{ds}$ von Null verschieden sind, so muss gelten

$$\frac{d}{ds}(n_p-n_n)\lessgtr 0. \quad \text{(VIII)}$$

Hieraus aber folgt nach Gleichung III

$$\frac{d^2F}{ds^2}\gtrless 0.$$

Diese Folgerung widerspricht aber der gemachten Annahme, dass F auf einer längeren Strecke konstant sei (Gleichung IV). Also schliessen sich für eine Stromröhre Sättigung und räumliche Konstanz der elektrischen Kraft oder des Spannungsgefälles gegenseitig aus. So lange in einer Stromröhre auf einer längeren Strecke das elektrische Feld homogen ist, ist keine Sättigung möglich.

Aus der Gleichung $\frac{dF}{ds}\lessgtr 0$ für die Sättigung folgt sofort, dass in einem gesättigten Strom positive und negative innere Ladungen vorhanden sein müssen; und zwar ist an der Kathode eine Schicht positiver, an der Anode eine Schicht negativer Ladung vorhanden; da $\frac{dF}{ds}$ nur für einen einzigen Querschnitt gleich Null sein kann, nicht für eine längere Strecke, so berühren sich im gesättigten Strom die positive kathodische und die negative anodische Ladungsschicht.[1]) Einzeln betrachtet, ist sowohl in dieser wie in jener Ladungsschicht Sättigung vorhanden.

§ 2. Partiell gesättigter Strom. — Unter totaler Sättigung sei der Fall verstanden, dass in allen Stromröhren, die von der Anode nach der Kathode durch ein Gas laufen, auf ihrer ganzen Länge Sättigung vorhanden sei. Es sind zwei Fälle von partieller Sättigung möglich. Erstens kann in einem Teil der Stromröhren Sättigung, also Berührung der beiden Ladungsschichten statthaben, in dem übrigen Teil der Stromröhren dagegen nicht. Dies ist dann möglich, wenn die Stromröhren verschiedene Länge und verschiedenen Querschnitt haben. So können die Elektroden kugel- oder drahtförmig sein. In den kürzesten Stromröhren, welche die einander nächsten Stellen der Elektroden verknüpfen, mag Sättigung vorhanden sein, in den längeren dagegen noch nicht. Die gesamte Stromstärke setzt sich in diesem Falle aus zwei Teilen zusammen, einem von der Elektrodenspannung V unabhängigen Sättigungsstrom j_s und einem von V abhängigen Glied $j=j_s+f(V)$. Ein Spezialfall ist, dass $f(V)$ proportional V ist; es gilt dann $j=j_s+k\cdot V$.

Zweitens kann in einem Teil einer und derselben Stromröhre Sättigung vorhanden sein, in dem übrigen Teil dagegen noch nicht. Dieser Fall wird dadurch möglich, dass sich in jenem Teil ein viel grösserer Spannungsabfall herstellt als in diesem. Dies hat vor allem an der Kathode in Gasen dann statt, wenn v_n beträchtlich grösser als v_p ist. Es bildet sich dann an der Kathode eine positive Ladungsschicht aus; diese ist länger als die anodische Ladungsschicht und beansprucht den grössten Teil der Elektrodenspannung. Der Spannungsabfall in der kathodischen Ladungsschicht kann so gross werden, dass er in der Zeiteinheit alle Ionen aus ihr wegtreibt, die in der Zeiteinheit durch Ionisierung in ihr erzeugt werden, dass also in ihr Sättigung erfolgt. Die gesamte Stromstärke ist dann ebenfalls aus zwei Teilen zusammengesetzt, erstens dem Sättigungsstrom j_s in der kathodischen Ladungsschicht, zweitens der Zahl positiver Ionen, welche in der Zeiteinheit aus dem übrigen Teil der Stromröhre in sie eingeführt werden; diese Zahl ist wiederum eine Funktion der Elektrodenspannung V, während j_s unabhängig von V ist. Es gilt also auch in diesem Falle $j=j_s+f(V)$; als Spezialfall ist wiederum möglich $j=j_s+k\cdot V$ für grössere Werte von V.

Für den vorstehenden zweiten Fall partieller Sättigung in einem Gas seien folgende zwei Beispiele angeführt.

1) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. S. 281. Leipzig 1902.

In der negativen Glimmschicht des Glimmstromes besteht der grössere Teil der negativen Jonen aus schnellen Elektronionen, die positiven sind viel langsamere Atom- oder Molionen Infolgedessen bildet sich an der Kathode eines Querstromes (vergl. vorhergehende Abhandlung) eine Ladungsschicht mit grossem Spannungsabfall aus, diese Ladungsschicht stellt den sekundären Kathodendunkelraum[1]) dar. Die Figur giebt für diesen Fall die Beziehung zwischen Elektrodenspannung V und Stromstärke j. Wie man sieht, gilt für grössere Werte von V die lineare Gleichung $j = j_s + k \cdot V$. Der Sättigungsstrom j_s wird für einen um so kleineren Wert von V erreicht, je weniger intensiv die Ionisierung (gemessen durch J) ist.

Der zweite Fall partieller Sättigung liegt bei der Strömung durch ein Flammengas vor. Hier ist v_n ebenfalls beträchtlich grösser als v_p; es bildet sich darum ebenfalls eine kathodische Ladungsschicht mit grossem Spannungsabfall aus. Wie die von Tufts[2]) für reine Platinelektroden mitgeteilte Fig. 2 erkennen lässt, gilt auch in diesem Fall die Gleichung partieller Sättigung $j = j_s + k \cdot V$ für grössere Elektrodenspannungen. Will man verhüten, dass für ein grosses Bereich von V oder noch besser von j keine Sättigung in der kathodischen Ladungsschicht eintrete, so muss man eine Kathode verwenden, die selbst negative Ionen aussendet; dies hat Tufts in der That gefunden.

In allen bis jetzt vorliegenden Messungen über den Zusammenhang zwischen V und j für ein Flammengas war lediglich der Fall partieller, nicht totaler Sättigung vorhanden. H. A. Wilson[1]) spricht in seiner ausführlichen Untersuchung über die elektrische Leitung in Flammen von einem Sättigungsstrom in dem Sinne der bis jetzt allein gekannten totalen Sättigung. Ich habe diese Ansicht in das von mir verfasste Buch „Die Elektrizität in Gasen" sowie eine Kurve (S. 183, Fig. 67) übernommen, welche totale Sättigung zeigt. Doch halte ich diese Ansicht jetzt nicht mehr für richtig; die betreffende Kurve ist wohl durch Ungenauigkeit der Messung zufällig im Sinne einer totalen Sättigung geraten.

Die obigen Ausführungen über totale Sättigung geben einen Fingerzeig, in einem Flammengas eine total gesättigte Strömung herzustellen. Es müssen erstens alle Stromröhren womöglich gleich lang sein, es ist also die Flamme in ihrer ganzen Ausdehnung zwischen zwei parallele Elektroden einzuschliessen. Zweitens müssen die anodische und kathodische Ladungsschicht sich berühren; zu dem Zwecke muss der Elektrodenabstand klein gewählt werden. Vielleicht sind diese Bedingungen bei der Flamme des Flachbrenners dadurch zu erfüllen, dass man sie zwischen zwei parallele ausgedehnte engmaschige Drahtnetzelektroden bringt.

§ 3. Natur der Ionen in Flammen. — Arrhenius[2]) hat gefunden, dass die Leitfähigkeit eines Metallsalzes in der Bunsenflamme unabhängig ist von der chemischen Natur des Säureradikals und lediglich durch die Art des Metalls bestimmt wird. Damals noch unbekannt mit negativen Elektronionen, hat er zur Erklärung jener Thatsache die an und für sich plausible Hypothese aufgestellt, dass für alle Salze eines Metalls in der Bunsenflamme die negativen Ionen Hydroxylionen, die positiven Metallionen seien.

Nachdem wir heutzutage wissen, dass in Gasen bei niedrigem Druck und grosser Translationsgeschwindigkeit die negativen Ionen freie negative Elektronen sind, liegt eine andere Erklärung der obigen von Arrhenius gefundenen Erscheinung nahe. Die negativen Ionen in hoch temperierten Gasen, so in einem Salzdampf in der Bunsenflamme können nämlich in der Mehrzahl freie negative Elektronen sein, die sich infolge ihrer grossen Translations-Geschwindigkeit nicht an neutrale Gasmoleküle anlagern und so keine Molionen bilden können.[3]) Diese Annahme erklärt erstens ebensogut wie

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **13**, 1903.
2) F. L. Tufts, vergl. die Abhandlung S. 79.

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. **192**, 499, 1899.
2) Sv. Arrhenius, Wied. Ann. **42**, 18, 1891.
3) J. Stark, Naturw. Rundschau **18**, 549, 1902; P. Lenard, Ann. d. Phys. **9**, 642, 1902.

die Hypothese der Hydroxylionen die Unabhängigkeit der Leitfähigkeit in Flammen vom Säureradikal. Zweitens leistet sie noch mehr, sie lässt verstehen, warum die spez. Geschwindigkeit des negativen Ions in Flammen von einer höheren Grössenordnung ist als diejenige des positiven. H. A. Wilson[1]) und Moreau[2]) fanden v_n rund zu 1200 cm · sec^{-1} für 1 Volt·cm^{-1}, v_p fanden sie nicht grösser als 60 cm · sec^{-1}, Lenard giebt für v_p 0,08 cm · sec^{-1}. Und stellt man sich den Fall her, dass die negativen Ionen nachweisbar überwiegend freie Elektronen, die positiven Atom- oder Molionen sind, indem man beispielsweise die Ionisation in der negativen Glimmschicht (vergl. vorhergehende Abhandlung) mittels der Methode der Querströme benutzt, so erhält man eine Strömung von genau demselben Charakter wie in einem Flammengas. Hier wie dort tritt der grösste Teil der Elektrodenspannung als Spannungsabfall an der Kathode auf, hier wie dort zeigt die V, j-Kurve, welche die Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung darstellt, den gleichen Typus der partiellen Sättigung.

Nach der von dem Verfasser vertretenen Ionisierungstheorie werden die freien negativen Elektronen durch Abspaltung von neutralen Atomen gewonnen. Nach dieser Ansicht verliert in der Bunsenflamme infolge der hohen Temperatur ein Teil der Metallatome negative Elektronen und wird dadurch zu positiven Ionen. Es scheint, als ob diese Ionisierung nicht an dem Metallatom innerhalb seiner Verbindung mit einem Säureradikal, sondern an den durch Wasserstoff oder Kohle reduzierten Metallatomen oder auch an den Oxyden der Metalle erfolgt. Das letztere ist deswegen wahrscheinlich, weil das Oxyd im festen Zustand an der Kathode (vergl. vorhergehende Abhandlung) bei hoher Temperatur negative Elektronen in grosser Zahl ausgiebt. Dass in der That in Salzdämpfen in der Bunsenflamme neben freien Metallatomen Oxyde der Metalle vorkommen, beweist das bekannte Auftreten von Oxydspektren bei Flammen. Die positiven Ionen in Salzdämpfen in der Bunsenflamme mögen also in wechselndem Verhältnis Metall- und Metalloxydionen sein.

§ 4. Bemerkungen zu Herrn Starkes Mitteilung über Flammenleitung. — Herr Starke hat in einer in den Berichten der Deutschen Physik. Gesellschaft (1, 364, 1903) erschienenen Mitteilung den „Potentialverlauf bei der Elektrizitätsleitung durch Gase, insbesondere der Flammenleitung" behandelt. Ich begrüsse es, dass er sich bezüglich der Systematik der elektrischen Strömungen in Gasen, speziell der Unterscheidung zwischen selbständiger und unselbständiger Strömung, und bezüglich des Geltbereiches des Ohmschen Gesetzes auf den Standpunkt des von mir verfassten Buches („Die Elektrizität in Gasen") gestellt hat. Wenn er aber dieses citiert, um zu zeigen, dass in der Litteratur die irrtümliche Meinung, die Anodentemperatur habe Einfluss auf die Leitung in der Flamme, mehrfach sich finde, so muss ich für meinen Teil dies zurückweisen. Ich habe nie daran gezweifelt, dass die Ionisierung in Flammen durch das ganze hoch temperierte Volumen erfolge; auf Seite 97 kommt dies klar zum Ausdruck; schon dass ich von einer Ionisierung, nicht von einer Elektrisierung in Flammen spreche, schliesst die von Wilson und Thomson vertretene Meinung aus, dass die Ionen in Flammen von den Elektroden kommen. Wenn ich auf Seite 159 von einem Einfluss der Elektrodentemperatur spreche, so kann dies für mich nur eine Abkürzung für „Temperatur des Gases in der Nähe der Oberfläche der Elektroden" sein. Von dieser Temparatur hängt die spez. Leitfähigkeit

$$\lambda = \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)$$

ab, insofern sowohl die spez. Ionenzahl n wie die spez. Geschwindigkeit v (S. 253) eine Funktion der Temperatur und auch der Zusammensetzung des Gases ist. Der auf die Gasschicht von einer Elektrode kommende Spannungsabfall ist unter sonst gleichen Umständen um so grösser, je kleiner λ bei der niedrigen Temperatur und je dicker diese Schicht niedrigerer Temperatur ist. Lediglich um dies zu zeigen, habe ich die von Marx gefundenen Kurven reproduziert, ohne mich mit der theoretischen Auffassung Marx' zu identifizieren. Ich habe vielmehr von je den Standpunkt des Herrn Starke bezüglich des Einflusses der „Elektrodentemperatur" eingenommen. Weil ich den Fall, dass eine Elektrode ausserhalb der Flamme sich befindet, für kompliziert hielt, habe ich auf S. 253 und 414 auf eine eingehende Besprechung der einschlägigen Versuche verzichtet.

In einer früheren Mitteilung (Ann. d. Phys. **5**, 98, 1901) habe ich die Frage aufgeworfen, ob die Poissonsche Gleichung $\frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi\varrho$ auf elektrisch durchströmte Leiter von räumlich variabler Leitfähigkeit anwendbar sei. Für diesen Fall ist die Poissonsche Gleichung nicht abgeleitet worden. Und es schien mir darum notwendig, dass ihre Anwendbarkeit auf diesen neuen Fall erst bewiesen werden müsste. Es muss gezeigt werden, dass jene Gleichung auch für den Fall zweier entgegengesetzter Ströme von positiver und negativer Elektrizität bei räumlicher Variation der Leitfähigkeit

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. **192**, 499, 1899.
2) G. Moreau, Ann. Chim. et Phys. **30**, 5, 1903.

anwendbar ist. Es muss die Richtigkeit der Gleichung nachgewiesen werden:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi \cdot [j_p | v_p \cdot F - j_n | v_n \cdot F],$$

wo $\lambda(x) = \varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)$ und $F = -\frac{dV}{dx} + e_i$ ist (e_i innere Triebkraft). Da Herr Starke die Anwendbarkeit der Poissonschen Gleichung mit grossem Nachdruck bejaht, so glaube ich annehmen zu dürfen, dass ihm der hier geforderte Nachweis gelungen ist und in seiner ausführlichen Abhandlung enthalten sein wird. Ich habe demgemäss die Poissonsche Gleichung oben in § 1 auch bereits angewendet. Übrigens habe ich in dem Fall, für welchen ich die Gültigkeit dieser Gleichung bezweifelte, nicht eine räumliche Variation von v_p und v_n und j_p und j_n angenommen, wie Herr Starke stillschweigend für diesen Fall thut, um das Auftreten einer inneren Ladung auch für diesen Fall plausibel zu machen.

Göttingen, Dezember 1903.

(Eingegangen 23. Dezember 1903.)

BESPRECHUNGEN.

T. Christen, Das Gesetz der Translation des Wassers in regelmässigen Kanälen, Flüssen und Röhren. gr. 8. VII u. 168 S. m. 1 Tab. u. 1 lith. Tafel. Leipzig, W. Engelmann. 1903. M. 5,—

Die Monographie Christens basiert auf gründlichem Studium der bisherigen zahlreichen Versuche über die Wasserbewegung und der daraus abgeleiteten Formeln, worüber eine historische Einleitung Auskunft giebt. Danach geht der Verfasser, vorwiegend auf Grund der Versuche von Bazin, zur Aufstellung einer neuen Formel über, welche er das Fundamentalgesetz der Wasserbewegung nennt. Dieselbe lautet für die mittlere Stromgeschwindigkeit v in einem Kanal von der Breite B, dem Gefälle J und der stationären Durchflussmenge Q

$$v = \frac{k}{\sqrt[4]{B}} \sqrt[3]{Q \cdot J},$$

worin der Koeffizient k von der Rauhigkeit der Wandung abhängt. Der Verfasser findet, dass diese Formel nicht nur die Bewegung von Kanälen mit rechteckigem Querschnitt wiedergiebt, sondern auch auf unregelmässige Flussprofile passt; er wendet sie schliesslich sogar auf kreisförmige Röhren an. Darauf geht er zur Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilung im Querprofil des Wasserstromes über, für welche er ebenfalls empirische Formeln aufstellt. Bei dieser Gelegenheit werden die Versuche von Osb. Reynolds diskutiert, der für die Strömung in Röhren kritische Geschwindigkeiten festgestellt hatte, bei deren Überschreiten die vorher parallele Bewegung der Wasserteilchen sich in eine turbulente auflöste. Auf die Nichtübereinstimmung der Erfahrungsresultate mit den Rechnungsergebnissen der theoretischen Hydrodynamik wird öfters mit dem Wunsche hingewiesen, dass das vorliegende Material zu neuen hydrodynamischen Studien Anlass bieten möge. Referent kann sich diesem Wunsche nur anschliessen und die Schrift von Christen darum allen denen warm zum Studium empfehlen, welche sich für das Zusammenwirken der Hydrodynamik und der technischen Hydraulik interessieren. Für die Praktiker des letzteren Gebietes, insbesondere für die Wasserbautechniker sind die Resultate Christens auf jeden Fall von grossem Werte.

H. Lorenz.

(Eingegangen 17. November 1903.)

Bunseniana. Eine Sammlung von humoristischen Geschichten aus dem Leben von Robert Bunsen nebst einem Anhang von Pfälzischen Lyceumsanekdoten. Dargestellt von Einem, der vieles miterlebt und das übrige aus guten Quellen geschöpft hat. gr. 8. IV u. 39 S. Heidelberg, C. Winter. 1904. M. —,80.

Es ist eine ganz natürliche Erscheinung, dass eine so grosse und charakteristische Persönlichkeit wie Bunsen der geschäftigen Fama reichlichen Stoff bot, und dass schon zu seinen Lebzeiten üppige Schlingpflanzen der Mythe um ihn emporschossen. Dass es an und für sich nur dankenswert ist, wenn man in getreuer und pietätvoller Weise charakteristische Züge aus dem Privatleben grosser Männer sammelt und erhält, die das Bild des sonst nur aus seiner ernsten Lebensarbeit Bekannten wirkungsvoll vervollständigen, bedarf kaum der Erwähnung. Leider hat der Referent jedoch hier die deutliche Empfindung, dass es sich um etwas anderes handelt als darum, Bunsen als Original der Vergessenheit zu entreissen und vor grotesker Entstellung zu bewahren. Vielmehr kann sich der Referent nicht des Eindruckes erwehren, dass hier schon durch die von dem anonymen Verfasser gegebenen Erläuterungen der Bunsenanekdoten eine gewaltsame Verzerrung des Thatsächlichen resultiert. Dass an 24 Seiten Bunsenanekdoten sich 12 Seiten voll der plattesten Witze auf Kosten pfälzischer Schuldespoten anschliessen, verstärkt den Eindruck, dass es dem Verfasser mehr auf die guten oder

schlechten Witze als auf die Persönlichkeit Bunsens ankam, die in dem einzigen auf dem Umschlag befindlichen Titelwort „Bunseniana“ mehr als Aushängeschild benutzt wird.

Dass Bunsen, namentlich in seinen alten Tagen, ein Original war, ist bekannt genug, und der Referent hatte mehr als einmal Gelegenheit, aus dem Munde begeisterter Schüler des grossen Mannes Anekdoten über dessen Eigentümlichkeiten erzählen zu hören (so dass ihm der Inhalt der wirklichen Bunseniana durchaus nicht völlig neu war), aber er hegt die grössten Zweifel darüber, dass viele Schüler Bunsens an einer solchen Darstellung seiner Eigentümlichkeiten Gefallen finden werden.

Emil Bose.

(Eingegangen 20. November 1903.)

G. Mie, Die neueren Forschungen über Ionen und Elektronen. gr. 8. 40 S. m. 4 Abb. Sammlung elektrotechnischer Vorträge. IV. Bd. 2. Heft. Stuttgart, Ferdinand Enke. 1903. M. 1,20.

Das Buch enthält drei populärwissenschaftliche Vorträge, in denen in klarer, möglichst elementar gehaltener Form die moderne Elektrizitätstheorie, die Ionen- und Elektronenlehre, entwickelt wird. Im ersten Vortrage giebt der Verfasser an der Hand mehrerer Beispiele aus der Akustik und Mechanik ein Bild von der Beschaffenheit des Äthers, der „nichtgreifbaren Materie“, und seiner Wirkungsweise auf die greifbare Materie. Der zweite Vortrag behandelt die Ionentheorie, zunächst bei der elektrischen Leitung in Flüssigkeiten, sodann bei der in Luft, wobei die einschlägigen Versuche besonders von Thomson und Elster und Geitel eingehend besprochen werden. Verfasser zeigt dann, wie sich auf der Ionentheorie die Elektronentheorie aufbaut, die den Inhalt des 3. Vortrages bildet, der also die elektrische Entladung in verdünnten Gasen, die Kathoden- und Kanalstrahlung umfasst.

M. Reich.

(Eingegangen 19. November 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der Privatdozent für Chemie an der Universität Kiel, Dr. phil. Ludwig Berend, zum a. o. Professor daselbst, Dr. phil. Paul Spies an der königl. Kriegsakademie zum Professor der Physik an der königl. Akademie in Posen, der a. o. Professor H. Berg zum Professor für Maschineningenieurfächer an der Technischen Hochschule in Stuttgart, der Privatdozent für Chemie und Abteilungsvorsteher an der chemischen Anstalt der Universität Bonn, Professor Dr. phil. Eberhard Rimbach, zum a. o. Professor, der Oberingenieur W. Wendelin in Wien zum o. Professor der Elektrotechnik und technischen Mechanik an der Bergakademie in Leoben, Dr. Frederik Carl Mulertz Strömer zum ö. o. Professor für Mathematik an der Universität Christiania (dem früheren Lehrstuhl C. A. Bjerkness), der kommissarische Abteilungsvorsteher im Chemischen Institut der Universität zu Bonn, Professor Dr. Georg Frerichs zum a. o. Professor.

An der Berliner Universität habilitierte sich der Professor der Physik an der Landwirtschaftlichen Hochschule, Dr. Richard Börnstein, als Privatdozent für Meteorologie, an der Universität Bern Dr. Fritz Ephraim für anorganische Chemie, an der Universität Leipzig Dr. phil. Karl Schall, bisher an der Universität Zürich, als Privatdozent für Chemie.

Der Professor der Astronomie an der Universität Königsberg Hermann Struve erhielt einen Ruf als Professor der Astronomie und Direktor der Sternwarte in Berlin an Stelle des Professor Dr. Wilhelm Försters, der am 1. Oktober 1903 in den Ruhestand trat.

Der Amanuensis an der Technischen Hochschule in Wien, Privatdozent Dr. Robert Freiherr Daublebsky v. Sterneck, wurde mit der Substituierung der Lehrkanzel für Mathematik an der Universität Czernowitz betraut. Die Vorlesungen über „Nahrungsmittelchemie“ in Bonn sind dem mit Beginn des laufenden Winterhalbjahrs von Königsberg dorthin versetzten Professor Dr. Karl Kippenberger übertragen worden.

Der Titel Professor wurde dem Dozenten für Maschineningenieurwesen an der Technischen Hochschule in Aachen R. Lutz, dem Privatdozenten für allgemeine und angewandte Elektrochemie an der deutschen Technischen Hochschule in Brünn, Dr. phil. Carl Frenzel und dem Privatdozenten für Chemie an der chemisch-technischen und elektrochemischen Anstalt an der Technischen Hochschule zu Darmstadt Dr. Bernhard Neumann verliehen.

Der o. Professor des Maschinenbaues an der Technischen Hochschule in Darmstadt, Max Gutermuth, ist zum Geh. Baurat, der o. Honorar-Professor der Mathematik an der Universität Jena, Gottlob Frege zum Hofrat ernannt worden.

Zu Mitgliedern des bayerischen Maximiliansordens, Abteilung für Wissenschaft, wurden der Prof. der Physik Abbe-Jena und der Professor der Mathematik Neumann-Leipzig ernannt.

Dem Professor Dr. Rudel-Nürnberg ist wegen seiner verdienstvollen klimatologischen Arbeiten von der bayerischen Akademie der Wissenschaften in München die silberne Akademie-Medaille bene merenti verliehen worden.

Die Akademie der Wissenschaften zu Paris hat den Physiker der Berliner königlichen Sternwarte, Professor Dr. Eugen Goldstein, durch Zuerkennung eines Preises für seine physikalischen Entdeckungen und den Professor der Mathematik D. Hilbert-Göttingen durch Zuerkennung des Poncelet-Preises für hervorragende Arbeiten auf dem Gebiete der Geometrie geehrt.

Professor Curie-Paris hat das ihm verliehene Ehrenlegionkreuz abgelehnt, weil er nicht allein für die Radium-Entdeckung ausgezeichnet sein will, an der seine Gattin den gleichen Anteil hat.

Die italienischen Chemiker planen für Professor Ugo Schiff-Florenz, der im April 1904 seinen 70. Geburtstag feiert und der 40 Jahre lang in Italien als Forscher und Lehrer gewirkt hat, eine würdige Ehrung. Alle Bekannte, Freunde und Fachgenossen, die sich an dieser Ehrung zu beteiligen wünschen, wollen sich an Dott. Guido Bargioni-Florenz, Via Aretina 111, wenden.

Gestorben ist der o. Professor der Mathematik an der Universität Marburg, A. Edmund Hess, der frühere Privatdozent für chemische Technologie an der Technischen Hochschule zu Darmstadt, Dr. phil. Christian Heinzerling in Frankfurt a. M., der Professor der Chemie Vincenzo Rodella-Novara beim Experimentieren mit Blausäure.

Berichtigung.

In der vorläufigen Mitteilung „Über geschichtete Entladung im Wasserstoff bei Atmosphärendruck“ (in dieser Zeitschrift 4, 871, 1903) sind in den Figuren 2—10 einige der Photographien vertauscht; auch lassen die Abbildungen selbst sehr wenig von den Schichten erkennen. Den Herren Interessenten stelle ich gern Kontaktkopien zur Verfügung.

Carl Stuchtey.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1904. Redaktionsschluss für No. 5 am 15. Februar 1904. 5. Jahrgang.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Verallgemeinernde Weiterentwicklung des elektromagnetischen „Selbstunterbrechers“ und ihre Verwendung zu akustischen Demonstrationen.

Von J. J. Taudin Chabot.

Die Halskesche Feder am Delarive-Wagnerschen Hammer, ebenso wie das Quecksilber des Foucaultschen Unterbrechers ermöglichen zum grösseren Teil das Vorherrschen jener Phasendifferenz zwischen den Cykeln der Ankerschwingung und des Kontaktspiels, welche für den Betrieb dieser Apparate unerlässlich ist. Zum übrigen Teil entspringt dieselbe einer verzögernden Wirkung der Selbstinduktion des Kreises auf die Variationen der Stromstärke, derzufolge namentlich die Erregung des Elektromagnets noch anhält, nachdem schon die Stromunterbrechung am Kontakt vollendet ist.

Die Erkenntnis dieser meistens übersehenen Thatsache [1]) erscheint sehr wesentlich für das

1) Bekannte Lehrbücher verschweigen sie; in einem heisst es sogar geradeaus, der Anker werde angezogen und gleich-

Verständnis der Wirkungsweise beider weit verbreiteten Konstruktionen, funktionieren doch dieselben, falls Kontakt und Anker vollkommen starr, bezw. so verbunden sind, dass nur seitens der Selbstinduktion eine geringe Phasenverschiebung zur Geltung kommt, kaum oder gar nicht.

Die Frequenz der Schaltungen bedingen gemeinsam die mechanische und die elektromagnetische natürliche Schwingung des Apparats in seinem Stromkreise. Von der Delarive-Wagnerschen unterscheidet die Foucaultsche Konstruktion sich ersichtlicherweise dadurch, dass sie, im Gegensatz zu jener, eine Variation der Phasendifferenz leicht auch während des Betriebes erlaubt (durch Ändern des Quecksilberniveaus).

Einer Weiterentwicklung des Selbstunterbrechers gegenwärtiger Art eröffnet sich nun der Weg, sobald man das schwingende System den Kontakt steuern lässt durch ein Medium, das seinerseits zugleich einem anderweitigen System angehören und so gewünschten Falles in dessen Bereich platzgreifende Zustandsänderungen offenbaren kann, indem es jeweils das Wechselspiel des Unterbrechers auslöst, wobei dann bis zum Erreichen der vollen Schwingungsweite auch eine Selbstverstärkung des Effekts zu vermerken ist. Solchergestalt kommen in Betracht die Steuerung vermittels Flüssigkeit, Gas oder des freien Äthers selbst, bei selbstredend gleichzeitig entsprechender Gestaltung des schwingenden Systems, sowohl wie der Kontaktvorrichtung.

Im Falle der Übertragung durch ein Gas sind schwingende Systeme gegeben mit den Schallerzeugern Saite, Stimmgabel, Membrane, ebenso wie die Kontaktvorrichtung und es braucht nur zwischen zwei gleichen oder verschiedenen solchen, die, akustisch abgestimmt, im gegenseitigen Einflussbereich liegen, eine geschlossene Kaskadenschaltung ausgeführt — d. h. der Kontakt einerseits mit dem Elektromagnet andererseits, der Kontakt andererseits mit dem Elektromagnet einerseits in Verbindung gebracht — zu werden, um die gedachte Anordnung zu realisieren. Die Phasenverschiebung sodann lässt sich hervorrufen allgemein an zwei Stellen der geschlossenen Bahn, welche jetzt die periodische Zustandsänderung durchläuft, nämlich wo diese als akustische (materiemechanische) Schwingung des übertragenden Gases in die Erscheinung tritt, sowie wo sie als elektromagnetische (äthermechanische) Schwingung am Leitersystem verkehrt, und zwar durch passende Bemessung von deren beiden elastischem Verhalten, wozu hier Kapazität und Selbstinduktion richtig zu verteilen, dort die Weglänge der Schwingung im Gase und dessen Dichte geeignet zu variieren sind, jeweils derart, dass eine Verschiebung von 90° resultiert.

Zur Demonstration empfiehlt sich ausnehmend die Membrane, wie sie, sogleich in Verbindung mit einem Elektromagnet, als „Telephon" leicht erhältlich und sehr bequem zu handhaben ist. Als schallempfindlichen Kontakt, der selbst nicht tönt, fand ich recht bequem ebenfalls und brauchbar den des sog. Mikrophons, obwohl er den Charakter nur eines variablen Widerstandes hat, d. h. nur einen pulsierenden Strom, nicht einen intermittierenden, zu erzielen gestattet.

Es stehen Telephon und Mikrophon, etwa in der atmosphärischen Luft, sich frei gegenüber. Im Hinblick auf die quadratische Streuung der Schwingungsintensität müssen, zur Sicherung einer akustischen Wechselwirkung noch in der erforderlichen Stärke, sie ziemlich nahe aneinander gebracht werden. Der akustische Phasenunterschied ist hier also unbedeutend, weshalb derselbe im wesentlichen elektromagnetisch, am Leitersystem von Tele- und Mikrophon, bewirkt werden muss. Zu dem Zwecke vereinigt man etwa das Mikrophon und die Stromquelle zu einem geschlossenen Kreise vermittels der einen Wicklung eines Transformators (einer Induktionsspule), dessen andere Wicklung das Telephon schliesst. Auf diesem Wege kann eine Phasendistanz von nahezu 90° erreicht werden zwischen der Schwingung der Telephonmembrane und der Schwingung des Mikrophonkontakts. (Volle 90° Phasendistanz wäre offenbar nur möglich im widerstandslosen Kreise.) Im übrigen funktioniert der Apparat ganz wie seine Vorfahren vom Typus Delarive und Wagner oder Foucault: Biegt gerade die Telephonmembrane hinaus, so vermittelt das übertragende Gas einen Druck auf die Mikrophonmembrane, wodurch der Leiterwiderstand ab- und die Stromstärke zunimmt, so dass der Telephonmagnet veranlasst wird, seine Membrane zurückzuziehen; dann federt auch die Mikrophonmembrane heraus, der Kontaktdruck sinkt, der Widerstand des Kreises nimmt zu, der Strom ab und die Telephonmembrane kann neuerdings vorschnellen, wiederum einen Druck auf die Mikrophonmembrane einleitend, Abnahme des Stromkreiswiderstandes u. s. w.

Nach passender Justierung ist das ganze System einer aufgezogenen Uhr zu vergleichen, deren Pendel nur noch in Ruhe verharrt: ein

zeitig der Strom unterbrochen, womit offenbar die Möglichkeit, an einen Phasenunterschied als wesentliches Moment zu denken, erschwert wird. Im Prinzip verwandt ist der Phasenunterschied zwischen Ankerrotation und Stromkommutation eines rotierenden Motors, welcher in einer Ablenkung des Feldäquators zum Ausdruck kommt.

Anstoss genügt, den Energiefluss auszulösen, die Uhr ablaufen zu lassen. Der zu überschreitende Schwellenwert der Intensität dieses Anstosses kann äusserst niedrig gehalten sein (so dass schon scheinbar „von selbst" das Telephon zu tönen anfängt, wenn man seine Schallöffnung an die des Mikrophons heranbringt).

Die selbstverstärkende Wechselwirkung des ersten Augenblicks verläuft sehr rasch, fast momentan ist der definitive Schwingungszustand erreicht, die Frequenz bedingt vorwiegend durch die elektromagnetische und die mechanische Trägheit des Systems, die Intensität durch die Masse der in Umlauf gesetzten Energie.

Die Wirkung wahrnehmbar zu machen, ist von dieser Energie ein Teil abzuspalten. Solches kann natürlich wiederum in zweierlei Art geschehen: äthermechanisch (elektromagnetisch), indem man dem Leitersystem ein weiteres Telephon, nur als Hörtelephon (lautsprechendes eventuell) anfügt[1]) oder materiemechanisch (spez. akustisch), im übertragenden Gase unmittelbar, wenn von der sich hier zerstreuenden Schwingungsenergie auch das Ohr des Beobachters sogleich einen Bruchteil auffängt.

In beschriebener Weise erscheint nunmehr der elektromagnetische Selbstunterbrecher als gewissermassen diskontinuierlicher Apparat, welcher u. a. dazu benutzt werden kann, Emissions- und Absorptionszentrum[2]) einer akustischen Versuchssphäre auch ausserhalb der Sphäre zueinander in Beziehung zu setzen, dergestalt den Schwingungszustand in eine geschlossene Bahn verweisend; dazu sind bloss das schwingende System und der geschwungene Kontakt an je einen jener beiden Punkte zu bringen.

Wenn abermals ein Gas, z. B. die atmosphärische Luft, als übertragendes Medium fungiert, kommen jetzt namentlich die Experimente mit Schallstrahlen, welche die Fähigkeit des Schalles darthun, zurückgeworfen und gebrochen zu werden, in Betracht, und zwar am

1) Tritt an die Stelle dieses Hörtelephons Eversheds Resonanzrelais (Journ. Inst. el. Eng. **27**, 582 sqq., 1898), abgestimmt auf die natürliche Schwingung des Selbstunterbrechers, so resultiert eine Kombination, welche bei entsprechender Justierung der Empfindlichkeit des Mikrophons und der Spannung der Stromquelle die allergeringste Erschütterung mit dem Schliessen eines Stromkreises zu beantworten vermag, indem das Relais durch Integration von Bewegungsenergie über eine Reihe von Schwingungen seinen Kontaktarm mit schnell wachsender Amplitude zum Anschlag treibt; Schwellenwert der hier benötigten Arbeitsintensität ist 1, Millisekundenerg.

2) Emissionscentrum bezeichne den Punkt, wo der Schall entsteht, — Absorptionscentrum den Ort des jeweils in Rede stehenden Effekts, insofern hier immer irgend ein Verwandeln, bezw. Absorbieren der Schallschwingung als solche Platz greift.

einfachsten wiederum unter Verwendung von Telephon und Mikrophon.

Bringt man die Telephonmembrane in den Brennpunkt des einen von zwei konjugierten Hohlspiegeln, die Mikrophonmembrane in denjenigen des anderen, so lässt sich bei passender Abstimmung aller Faktoren die Wechselwirkung auslösen und wahrnehmen, sei es unmittelbar an dem tönenden Schwingen des durchstrahlten Gases, cq. der atmosphärischen Luft zwischen den Spiegeln, sei es vermittels des (eventuell lautsprechenden) besonderen Hörtelephons. Werden Telephon oder Mikrophon aus dem Brennpunkt herausgerückt, so verstummt der Apparat.[1])

Wenn ausserdem ein prismatisch geformtes anderes durchlässiges Medium geeignet in den Strahlweg zwischen beiden Spiegeln gebracht wird, erfährt der Schallstrahl eine Ablenkung und es muss der eine von beiden Hohlspiegeln mit seinem Telephon oder Mikrophon, — welche zwei jetzt je im Brennpunkt eines Spiegels unverrückbar befestigt sind, — um eine bestimmte Bogenstrecke, das Prisma im Drehpunkt, fortbewegt werden, bis der diskontinuierliche Selbstunterbrecher wiederum anspricht zum Zeichen, dass in dem Augenblick die Bogendistanz der platzgehabten Fortbewegung den Ablenkungswinkel des Strahles zum Ausdruck bringt. Mit solchem, dem Spektrometer der Optik vergleichbarem[2]) Instrument lässt sich der Schallbrechungsexponent für verschiedene Stoffe ermitteln.

Desgleichen funktioniert der Selbstunterbrecher, falls seine beiden Teile an konjugierte Punkte der Achse einer akustischen Linse, nach Sondhauss u. a., gebracht worden sind, um auszusetzen bis die Konjunktion aufgehoben wird.[3])

Dass die Versuche differenziert werden können durch Hinzutritt eben von Zustands-

1) Besonders interessant wäre es, diesen Versuch anzustellen in einem der bekannten bifokalen oder multifokalen Gewölbe, etwa dem „Whispering Gallery" von St. Pauls zu London oder der „Salle de l'Écho" des Conservatoire des Arts et Métiers zu Paris: Das Mikrophon wird einerseits aufgestellt, dann andererseits das Telephon herumgeführt, bis im Augenblick, wo es die mit dem entfernten Standort des Mikrophons akustisch korrespondierende Stelle passiert, dasselbe zu tönen anfängt. (Telephon und Mikrophon müssten hier wohl entsprechend konstruiert oder wenigstens mit einer Auffangvorrichtung versehen sein.) — Eine Methode zur systematischen Prüfung der Akustik von Sälen liesse vielleicht auf dieser Basis sich ausbilden.

2) Nur erscheint hier die akustische Emission monocymatisch, nicht wie die optische, wenn sie ein Spektrum liefert, polycymatisch.

3) Auch hier dürfte ein Prinzip zur Konstruktion nützlicher Instrumente gegeben sein, z. B. eines automatischen Fernanzeigers schlagender Wetter oder sonstiger Gase. Man stellt so ein, dass erst in Gegenwart des betreffenden Gases die Konjunktion eintritt und der Selbstunterbrecher anspricht. Durch Vermittlung entfernter, an

änderungen jenes anderweitigen Systems, dem gleichfalls das übertragende Medium angehört (durch Variation des Gasdrucks u. s. w.), versteht sich von selbst. Solche, umgekehrt, aus ihrem Einfluss auf das Verhalten des diskontinuierlichen Instruments zu bestimmen, dürfte indessen, annehmbar genau, schwer möglich sein.

Weiter im Bereiche der Interferenzwirkungen des Schalles kann der diskontinuierliche Selbstunterbrecher als Indikator Dienste leisten. Besitzt z. B. eine Stimmgabel einen selbständigen schallempfindlichen Kontakt in der Ebene ihrer Zinken normal zur Längsachse, so passieren bei voller Umdrehung der Gabel um diese Achse die vier Hyperbeläste der schallfreien Interferenzzone, in welcher die Wechselwirkung unmöglich ist.

Die Verwirklichung des Prinzips lässt im allgemeinen mancherlei Kombinationen zu, von welchen nur noch eine erwähnt sei:

Von zwei disparat aufgestellten akustischen Paaren Telephon-Mikrophon wird der elektromagnetische Zusammenhang chiastisch ausgeführt, sonach das Telephon des einen Paares mit dem Mikrophon des anderen, das Telephon des anderen mit dem Mikrophon des einen verbunden: die Wechselwirkung kann jetzt nur Platz greifen, wenn sie an beiden, beliebig voneinander entfernten Aufstellungsorten ausgelöst wird.[1])

Die Verwendung schliesslich des Äthers selbst auch als frei übertragendes Medium im diskontinuierlichen Selbstunterbrecher bringt zwar nichts prinzipiell Neues, verallgemeinert aber noch die Anwendungsfähigkeit des Instruments.

Die Stromstärke eines Kreises, der eine strahlempfindliche Leiterstrecke, sowie eine eben diese Strecke beherrschende Strahlungsquelle enthält, verkehrt bei konstanter elektromotorischer Kraft in labilem Gleichgewicht. Jeder das Gleichgewicht störende äussere Impuls leitet eine Zustandsänderung ein, die, weil wiederum in geschlossener Bahn gehalten (teils im frei durchstrahlten „Dielektromagnetikum“, teils gerichtet am „Parelektromagnetikum“[2]), eine (positive oder negative) Selbstverstärkung (der Strahlung und des Stromes) bedeutet. Indem man dem Wachstum eine Grenze steckt, bei deren Überschreiten die Selbstverstärkung plötzlich abfällt, um jeweils im nächsten Augenblick wieder einzusetzen, gelangt man zur beabsichtigten Anordnung. Die Frequenz der Schwingungen bleibt auch hier, ausser von der Dämpfung des Leitersystems und des durchstrahlten Mediums abhängig von der Reaktionsgeschwindigkeit der in Wechselwirkung tretenden Faktoren: einerseits, als Strahlungsstelle (Emissionscentrum) eine geeignet variable Lampe, andererseits, als strahlempfindliche Leiterstrecke (Absorptionscentrum), ein Bolometer, ein Selenpräparat, ein photoelektrisches Element.[1])

beliebigen Beobachtungsstellen befindlicher, laut tönender Telephone, oder des schon erwähnten Evershedschen Relais, wird jeweils das Warnungssignal automatisch gegeben.

1) So bietet sich die Möglichkeit einer automatischen Anzeige der Koinzidenz von mehreren, selbst verschiedenartigen Momenten, die einzeln keine Beachtung verlangen, z. B. der gleichzeitigen Anwesenheit zweier verschiedener Gase an bestimmten Stellen (vgl. S. 91, Fussnote 3), eines Gases und einer Erschütterung (diese auch in Form von Licht, vgl. weiter im Text), der Gleichheit (bezw. Ungleichheit) der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Störungen — z. B. atmosphärischen, — nach verschiedenen Richtungen u. s. w.

2) Dem Leitersystem.

1) Auf diesem Wege werden beliebig variierende Schwingungen sich fortlaufend verstärken lassen (telephonisches Relais u. s. w.), sobald es gelingt, wenn dieselben als äussere Impulse angreifen, die Zustandsänderung des Systems mit jener selbstthätig vergrösserten Amplitude ihnen symphas (sei es verschoben) laufen zu lassen.

Degerloch (Wttg.), 2. Januar 1904.

(Eingegangen 12. Januar 1904).

Elektrisches Analogon zum Diamagnetismus.

Von L. Puccianti.

Es ist bekannt, dass die magnetische Induktion und die elektrostatische Induktion in dielektrischen Körpern eine vollkommene Analogie aufweisen. Wohlbekannt sind auch die Versuche, welche beweisen:

1. Die Anziehung von seiten eines Magneten auf einen Körper von grösserer magnetischer Induzierbarkeit als das Mittel;

2. die Abstossung eines Körpers von kleinerer magnetischer Induzierbarkeit als das Mittel;

3. die Anziehung von seiten eines elektrisierten Körpers auf einen Körper von grösserer Dielektrizitätskonstante als das Mittel.

In der That sollte man meines Erachtens auf diesen letzten Versuch weit mehr Nachdruck in den Vorlesungen und grundlegenden Abhandlungen legen, als geschieht, weil in ihm das wahre elektrische Analogon zu der Wirkung eines Magneten auf einen paramagnetischen Körper enthalten ist. Übrigens bietet dieser Versuch keinerlei Schwierigkeiten; nur muss der Genauigkeit wegen darauf hingewiesen werden, dass es notwendig ist, ihn mit einem gut isolierenden Körper zu machen.

Um aber die Analogie vollständig zu machen, ist ein vierter Versuch nötig und, soviel ich weiss, noch nie ausgeführt worden, welcher zeigt, dass ein Dielektrikum von kleinerer Dielektrizitätskonstante als das Mittel in einem

elektrischen Felde ein Verhalten zeigt analog demjenigen, welches in einem magnetischen Felde ein diamagnetischer Körper zeigt oder allgemein ein Körper von kleinerer Induzierbarkeit als das Mittel.

Auf Anregung von Herrn Prof. Ròiti habe ich diesen Versuch ausgeführt und ihn möglichst einfach anzuordnen versucht, da er ja vor allen Dingen einen didaktischen Wert hat und es gut ist, ihn auch in einer elementaren Vorlesung ausführen zu können.

Er gelingt jedoch nicht so leicht wie die andern Versuche. Sucht man diese Wirkungen zu zeigen an festen Körpern in Flüssigkeiten, so begegnet man den ziemlich komplizierten Erscheinungen, die auf der Überführung von Ladungen durch Konvektion und Leitung beruhen, und die zu Untersuchungen von Quincke, Heydweiller und Vicentini Stoff gegeben haben.

Dagegen gelingt die Sache gut, wenn man übergeht zu Luftblasen, die im Innern von Vaselinöl gebildet werden, das sicherlich eine der bestisolierenden Flüssigkeiten ist.

Um den Versuch anzustellen, benutze ich ein Gefäss, gebildet aus einem U-förmigen Messingstück, an welches zwei Spiegelglasplatten mittels zweier Gummibänder aufrecht angepresst werden. Das Gefäss wird mit Vaselinöl gefüllt; darin ist eine kleine Metallkugel P eingetaucht, welche von einem dicken mit Mastix überzogenen und gut isolierten Drahte gehalten wird; hinein taucht ferner das Glasrohr AB mit seinem aufwärts gebogenen kapillaren Ende, welches dazu dient, die Luftblasen hervorzubringen.

Der nichtkapillare Teil ist gefüllt mit dicht gestopfter Watte, um die Blasen kleiner und ihre Aufeinanderfolge regelmässiger zu machen. In dieses Rohr wird die Luft mit einer Pumpe getrieben oder besser aus einem Rezipienten eingeleitet, in dem sie zuvor komprimiert worden ist.

In jedem Falle ist es nötig, den Strahl sorgfältig zu regulieren, damit die Blasen sehr schnell in einer Art ununterbrochener Kette aufeinander folgen. Diese kommt in gerader Linie an die Oberfläche, solange das Kügelchen P ungeladen ist; bringt man dieses aber mit einer Elektrisiermaschine auf ein Potential, welches einer Funkenlänge von 2 oder 3 mm entspricht, sei es positiv oder negativ, so krümmt sich die Reihe der Bläschen in dem Sinne, dass sie sich von dem Kügelchen entfernt, und nimmt die in der Figur angedeutete Form an. Sie nimmt wieder den vertikalen Verlauf an, sobald das Kügelchen entladen wird.

Der Versuch kann vielen Personen sichtbar gemacht werden, wenn man auf einen Schirm mittels einer elektrischen Lampe und einer Linse ein passend vergrössertes Bild des Apparates projiziert. In solchem Falle wird die Demonstration besonders klar, wenn man die Bläschen so schnell aufeinander folgen lässt, dass sie auf das Auge den Eindruck eines kontinuierlichen Streifens machen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 4. Januar 1904.)

Über die Ursache der Leitfähigkeit von Phosphorluft.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von F. Harms.

Um einen Einblick in den Mechanismus der bei der Phosphoroxydation sich abspielenden Vorgänge zu gewinnen, suchte ich zu bestimmen, eine wie grosse Elektrizitätsmenge in maximo durch die bei der Oxydation einer bekannten Phosphormenge entstehenden Träger transportiert werden kann, oder, in der Sprache der Ionentheorie ausgedrückt, das Verhältnis der Anzahl der oxydierten Phosphormoleküle zur Anzahl der gebildeten Ionen.

Da unter den Umständen, die eine bequeme elektrische Messung gestatten, die oxydierten Phosphormengen nur nach Milligrammen zählten, so wurde die leichter messbare zur Oxydation verbrauchte Sauerstoffmenge bestimmt. Um die Gesamtzahl der gebildeten Ionen zu erhalten, muss man die Sättigungsstromstärke messen. Bei Atmosphärendruck wird nun nach den Beobachtungen von G. C. Schmidt[1]) und meinen in diesem Punkte damit übereinstimmenden Versuchen[2]) Sättigungsstrom in Phosphor-

1) Diese Zeitschr. **3**, 475, 1902; Ann. d. Phys. **10**, 704, 1903.

2) Diese Zeitschr. **4**, 436, 1903.

luft selbst bei sehr hohen Potentialen noch nicht erreicht. Ich habe das l. c. durch die geringe Beweglichkeit der mit Nebelteilchen belasteten Ionen zu erklären gesucht. Eine Vergrösserung der Beweglichkeit wird den Sättigungsstrom cet. par. bei niedrigeren Potentialen eintreten lassen. In der That zeigte denn auch eine Untersuchung der Leitfähigkeit in verdünnter Luft bezw. in verdünntem Sauerstoff, dass unter diesen Verhältnissen bei relativ niedrigen Potentialen Sättigungsstrom beobachtet werden kann. Als Beispiel mag folgende Beobachtungsreihe dienen, die in einem etwa 200 ccm fassenden cylindrischen Gefäss angestellt wurde. Die Innenwand des Cylinders war mit Drahtnetz bekleidet, und bildete die eine Elektrode, die mit Hilfe eines Hochspannungsakkumulators auf V Volt geladen werden konnte; die zweite Elektrode war ein in der Achse des Cylinders ausgespannter Draht, über den ein kleiner Phosphorcylinder geschoben war. Dieser Draht war mit einem Quadranten des zur Messung dienenden Elektrometers verbunden. Ein Ausschlag von 1 mm in der Minute entsprach einer Stromstärke von $9{,}3 \times 10^{-12}$ Amp. Bei einem Druck von 70 mm Hg erhielt ich in feuchter Luft für die unter V verzeichneten Potentiale die unter i verzeichneten Stromstärken.

V	−40	−80	−160	−320	−640	−1200 Volt
i	1,1	1,8	2,0	2,0	2,0	2,0 $\times 10^{-10}$ Amp.

V	+1200	+800	+80	+40 Volt
i	1,9	1,9	1,7	1,3 $\times 10^{-10}$ Amp.

Dass man hier mit gesättigtem Strom zu thun hat, unterliegt wohl keinem Zweifel. Bei den definitiven Messungen wurden immer Potentiale von 500—1200 Volt angewendet.

Fig. 1.

Die Versuche wurden mit dem in Fig. 1. skizzierten Apparate gemacht: Der Apparat wurde auf etwa 10 mm Hg evakuiert, dann Sauerstoff zugelassen bis zu einem (kleinen) Partialdruck π und der Hahn H geschlossen; das Manometer M, meist ein mit H_2SO_4 gefülltes, zeigte dann die bei der Oxydation erfolgende Druckabnahme, die Ionenzahl wurde in bekannter Weise mit Hilfe des Elektrometers durch Messung der Sättigungsstromstärke bestimmt.

Fig. 2.

Fig. 2 giebt die Resultate eines Versuchs in trockenem Gas bei 0^0. t ist die Zeit in Minuten vom Einlassen des Sauerstoffs an, i ist die gemessene Stromstärke in Amp., π der Partialdruck des Sauerstoffs in mm Hg. (Partialdruck des Stickstoffs etwa 8 mm). Die ausgezogene Kurve ist die Stromstärke, die gestrichelte der Partialdruck. Ähnliche Versuche ergaben qualitativ, und soweit ich bisher gesehen habe, auch quantitativ die gleichen Resultate.

Durch graphische Integration der Stromstärkenkurve findet man als gesamte während der Oxydation übertragene Elektrizitätsmenge 4100 e. st. Einh. $= 8{,}7 \times 10^{12}$ Ionen.

Aus der Druckabnahme (4,02 mm) und dem Volumen des Gefässes (240 ccm) berechnet sich die Anzahl der verbrauchten Sauerstoff-

moleküle, wenn man annimmt, dass unter normalen Bedingungen im ccm $5{,}4 \times 10^{19}$ Moleküle[1]) vorhanden sind, zu $6{,}9 \times 10^{19}$.

Für das Verhältnis der verbrauchten Moleküle zu den gebildeten Ionen ergiebt sich dann:

$$\frac{6{,}9 \times 10^{19}}{8{,}7 \times 10^{12}} = 8{,}0 \times 10^{6}.$$

Es müssen also 8 Millionen Sauerstoffmoleküle verbraucht werden, bis ein Ionenpaar gebildet wird. Dies Resultat erscheint zunächst befremdlich; wollte man annehmen, dass der Oxydationsvorgang selbst die direkte Ursache der Ionisation wäre, so müsste man schliessen, dass nur ein sehr geringer Bruchteil des Sauerstoffs in einem für den Zerfall in Ionen bei der Oxydation günstigen Zustande sich befinde. Auch müsste in diesem Falle die Anzahl der gebildeten Ionen (oder die ihnen proportionale Stromstärke) wenigstens annähernd proportional mit $\frac{dx}{dt}$ sein; die Fig. 2 zeigt, dass dies durchaus nicht richtig ist. Wahrscheinlicher erscheint mir deshalb die Annahme, dass eine sekundär mit der Phosphoroxydation verknüpfte Reaktion die Ionen liefert. Als solche kommt in erster Linie in Betracht die Bildung bezw. der Zerfall von Ozon. Natürlich sollen es nicht die Ozonmoleküle als solche sein, die den Elektrizitätstransport ermöglichen — dem widerspricht schon die Thatsache, dass fertig gebildetes Ozon nicht wesentlich besser leitet, als andere Gase —, sondern die bei der Bildung und Zerstörung des Ozons wenigstens vorübergehend auftretenden einatomigen Sauerstoffmoleküle. Solche sind ja auch schon früher zur Erklärung des Reaktionsverlaufs der Oxydation angenommen worden.[2])

Das Auftreten von Ozon ist überall, wenigstens gilt das von den genauer untersuchten Fällen, mit elektrischen Erscheinungen verknüpft. Die Bildung in den Ozonisatoren erfordert eine Zuführung von ziemlich grossen elektrischen Energiemengen; bei der Bestrahlung von Sauerstoff mit intensivem ultravioletten Licht entsteht reichlich Ozon, und das durchstrahlte Gas besitzt eine sehr hohe Leitfähigkeit[3]); auch die Entstehung von Ozon bei der Elektrolyse mit grossen Stromdichten gehört hierher. Die Leitfähigkeit der an der aktiven Elektrode des Wehneltunterbrechers entweichenden Gase, die man bisher durch das Entweichen von Ionen, die ihre Ladung an der Elektrode nicht abgegeben haben, oder durch den „bubbling effect" zu erklären suchte, würde von diesem Gesichtspunkte aus leichter verständlich erscheinen.

1) Nernst, theoret. Chemie. 2. Aufl., S. 394.

2) Th. Ewan, Zeitschr. phys. Chem. 16, 342, 1895.

3) Unter diesen Umständen zeigen übrigens alle Gase starke Leitfähigkeit. Die Sonderstellung, die der Sauerstoff durch die Ozonbildung einnimmt, beruht vielleicht nur darin, dass die dem Ozon entsprechenden Verbindungen der anderen Gase unter normalen Verhältnissen nicht stabil sind. Sollten derartige Verbindungen einmal isoliert werden, so müsste man bei ihrer Entstehung und Zersetzung ebenfalls eine Bildung von Ionen erwarten.

Bemerken will ich übrigens noch, dass bei der Verbrennung von Phosphordampf in Sauerstoff keine Ionen zu entstehen scheinen. Ich füllte das Gefäss (Fig. 1) mit Phosphordampf, indem ich es mit einem Rohr verband, das grössere Mengen von Phosphor enthielt, und einige Tage bei 5—10 mm Druck stehen liess; das mit Phosphordampf gesättigte Gas leitete nicht. Dann wurde die Verbindung mit dem Phosphorgefäss abgesperrt, und Sauerstoff zu dem Phosphordampf eingelassen, und zwar in solcher Menge, dass aller Phosphor oxydiert werden musste. Die Beobachtung im Dunkeln zeigte denn auch eine helle Entflammung des Gefässinhalts, es wurde aber keine deutliche Leitfähigkeit konstatiert; sicher war die gebildete Ionenzahl mehr als 1000 mal kleiner, als sie gewesen wäre, wenn dieselbe Phosphormenge in der oben beschriebenen Anordnung oxydiert wäre. Vermutlich liegt das daran, dass die lokale Erwärmung bei der explosionsartigen Reaktion die Bildung von Ozon verhindert.

Die theoretische Behandlung der hier behandelten Vorgänge stösst auf gewisse Schwierigkeiten, doch vermag sie jedenfalls in einiger Annäherung die grosse Anzahl von Versuchen, die ich unter den verschiedensten Bedingungen angestellt habe, zu erklären. Die diesbezüglichen Rechnungen sind noch nicht völlig abschlossen; ich wollte aber diese Versuche schon jetzt mitteilen mit Rücksicht auf eine kürzlich erschienene Abhandlung von F. Richarz und R. Schenck[1]), in der ähnliche Ideen ausgesprochen werden, von denen meine Anschauungen übrigens in sehr wesentlichen Punkten durchaus verschieden sind.

1) Über Analogien zwischen Radioaktivität und dem Verhalten des Ozons; Berichte der Berl. Akad. 10./12. 1903.

Würzburg, physikalisches Institut, 13. Jan. 1904.

(Eingegangen 15. Januar 1904.)

Divergenz von Elektroskopblättchen im Vakuum infolge von Belichtung.

Von S. Guggenheimer und A. Korn.

Wir beschreiben im folgenden kurz eine Beobachtung, welche auf den ersten Blick Verwandtschaft mit der Erscheinung hat, dass sich Metallplatten durch Belichtung positiv laden.[1])

1) Dieselbe wurde, wie bekannt, von Hallwachs (Wied.

Wir befestigten in einer vertikal stehenden Röhre, welche oben durch einen Schliff geschlossen ist, an einem Glashaken unterhalb des Schliffes die beiden Elektroskopblättchen unter Einschaltung eines Quarzstückes zwischen Glashaken und Blättchen.[1]) Evakuiert man und bestrahlt man die Blättchen mit dem Lichte einer Bogenlampe, Glühlampe, einer leuchtenden Gasflamme, ja selbst nur eines brennenden Streichholzes, so beginnen die Blättchen bei 1 mm Druck deutlich zu divergieren, die Divergenz erreicht bei gleichbleibender Lichtquelle ein Maximum bei etwa 0,02 mm Druck und scheint bei weiterer Verdünnung nahezu konstant zu bleiben; die Divergenz ist natürlich um so grösser, je intensiver und je näher die Lichtquelle ist, und je grössere Flächen der Blättchen ceteris paribus bestrahlt werden. Schiebt man farbige Glasplatten zwischen die Lichtquelle und die Röhre, so werden die Ausschläge zwar um so kleiner, je mehr die Farbe nach dem roten Ende des Spektrums zu liegt, sie sind aber — namentlich bei Verwendung starker Lichtquellen — auch noch bei Einschiebung 1 cm dicker rubinroter Glasplatten sehr deutlich. Das Abfangen der Wärmestrahlen durch eine Wasserküvette setzt die Wirkung nicht erheblich herab. Mit einer 16 kerzigen Glühlampe in einem Abstande von ca. 3 cm ergaben sich Ausschläge der Elektroskopblättchen, welche Spannungen bis zu 500 Volt entsprechen würden.

Die Ladungen der Blättchen sind positiv; das Licht veranlasst (wenn wir der Auffassung von Lenard folgen) an den belichteten Stellen Kathodenstrahlen, welche negative Ladungen mit fortführen. Dass die Ladungen positiv sind, lässt sich leicht demonstrieren, indem man geriebene Hartgummi- oder Glasstäbe nähert.

Es zeigt sich indessen, dass die positiven Ladungen nicht die eigentlichen Ursachen der auffälligen Divergenz sind; denn wenn man die Blättchen von vornherein z. B. zu +200 oder —200 Volt aufladet, erhält man durch Belichtung stets vergrösserte Divergenz. Man kann an einen Zusammenhang mit den Radiometererscheinungen denken, doch stösst auch eine Erklärung in diesem Sinne auf manche Schwierigkeiten; wir sprechen die folgende Vermutung aus: Vielleicht gehen infolge der Belichtung von den Blättchen sowohl α- als auch β-Strahlen aus; die Divergenz kann als Folge beider Ausstrahlungen angesehen werden, der Hallwachseffekt als eine Differenzwirkung; die positive Ladung erscheint, weil die β-Strahlen leichter fortgehen können, als die α-Strahlen.

Ann. **33**, 301, 1888) entdeckt und zwar unter Benutzung von ultraviolettem Licht.

1) Die Röhre ist ähnlich der, welche R. J. Strutt zu seinem hübschen Versuch zur Demonstration der Selbstelektrisierung des Radiums verwandt hat. (Phil. Mag. (6) **6**, 588, 1903.)

Physikalisches Institut der Universität München.

(Eingegangen 3. Februar 1904.)

Der Glimmstrom zwischen nahen Elektroden in freier Luft.

Entgegnung auf Herrn Kaufmanns Bemerkungen.

Von J. Stark.

Im 4. Jahrgang dieser Zeitschrift, S. 535, teilte ich orientierende Messungen über den Glimmstrom grosser Stärke zwischen Elektroden aus dünnem Platindraht in freier Luft mit. Diesen Messungen stellte Herr Kaufmann (diese Zeitschr. **4**, 578, 1903) Messungen an dicken Kupferelektroden gegenüber und erklärte die Unterschiede zwischen seinen und meinen Resultaten in der Hauptsache aus einer vermutlichen Ungenauigkeit meiner Messungen. Herr Kaufmann hatte damit eine Polemik eröffnet, die eine Erwiderung meinerseits notwendig machte. Ich konnte zeigen (diese Zeitschrift **4**, 605, 1903), dass Herrn Kaufmanns polemische Ausführungen über den Kathodenfall die Litteratur über diesen Punkt nicht richtig gegen mich ins Feld führten; ferner legte ich dar, dass sich die Unterschiede zwischen seinen und meinen Resultaten aus dem Unterschied der Versuchsanordnungen erklären lassen. Hierauf liess Herr Kaufmann (diese Zeitschr. **4**, 653, 1903) eine wenig sachlich gehaltene Entgegnung erscheinen. Er verdächtigte die Zuverlässigkeit meiner Messungen, indem er aus meinen Beobachtungen vier Wertepaare herausgriff, sie in ein Koordinatensystem eintrug und behauptete, „es dürfte wohl schwer fallen, die Punkte durch eine einigermassen wahrscheinliche Kurve zu verbinden." Bei geringerer Voreingenommenheit ist dies indes leicht möglich, durch die vier Punkte lässt sich zwanglos eine Kurve zweiter Ordnung legen. Herr Kaufmann schloss seine Entgegnung mit der Bemerkung, dass die Diskussion des Streitfalles für ihn hiermit abgeschlossen sei. In einer späteren Mitteilung (diese Zeitschr. **4**, 715, 1903) legte ich dar, dass sich alle Eigenschaften des Glimmstromes in verdünnten Gasen qualitativ am Glimmstrom bei Atmosphärendruck wiederfinden; ich zeigte an Messungen von Homén (Wied. Ann. **38**, 172, 1889), dass der Elektrodenabstand, bei dessen Überschreitung die Elektrodenspannung linear mit ihm

zu wachsen beginnt, um so kleiner ist, je grösser der Gasdruck ist. Homéns Messungen reichen bis 80,9 mm. Auf Grund der Übereinstimmung der wesentlichen Eigenschaften des Glimmstromes bei hohem und niedrigem Gasdruck folgerte ich durch Extrapolation, dass auch bei 750 mm Druck (in freier Luft) die Elektrodenspannung des Glimmstromes für sehr kleine Elektrodenabstände einem anderen Gesetze folgt als für grössere. Für hoch temperierte Elektroden ergab die Extrapolation eine Übereinstimmung mit meinen Beobachtungen.

Herr Kaufmann (diese Zeitschr. 5, 57, 1904) hat nun die Diskussion des Streitfalles wieder aufgenommen. Er giebt seiner Mitteilung den Titel „Versuche über den Glimmstrom bei Atmosphärendruck" und spricht bezüglich meiner Ausführungen über die Elektrodenspannung für sehr kleinen Elektrodenabstand von „theoretischen Anschauungen" und von theoretischer Postulierung meinerseits. Ich weiss nicht, was Herr Kaufmann unter dem Worte „theoretisch" sich denkt; ich meinerseits nenne meine bezüglichen Ausführungen nicht theoretisch, sondern eine Extrapolation, sie sind unabhängig von jeder theoretischen Vorstellung über die Erscheinung und ausschliesslich auf thatsächliche Beobachtungen gegründet.

Herr Kaufmann wiederholte meine Messungen „unter Benutzung von Elektroden, die mit den von Herrn Stark benutzten genau identisch sind", nämlich von U-förmigen Platindrahtelektroden. Es sind zwei Dinge auseinanderzuhalten, nämlich erstens die Abhängigkeit der Elektrodenspannung (V) von grösseren Elektrodenabständen (l), zweitens die Elektrodenspannung bei sehr kleinem Elektrodenabstand.

Für grössere Elektrodenabstände findet Herr Kaufmann nun auch nahezu geradlinigen Verlauf der V, l-Kurve, was ich bereits früher gefunden hatte. Doch liegen seine Kurven um etwa 30 Volt höher als die meinigen. Als er indes die Kathode (für $i = 9,6$) künstlich auf Gelbglut erhitzte, erhielt er eine Kurve, die nahezu mit der von mir erhaltenen zusammenfällt. Dadurch bestätigt Herr Kaufmann ebenfalls meine Beobachtungen. Bei meinen Versuchen befand sich nämlich der kathodische Platindraht allein durch die Wirkung des Glimmstromes auf Rot- bis Weissglut, wie ich ausdrücklich bemerkte. Eine künstliche sekundäre Erhitzung auf Gelbglut mit 12 Ampère Heizstrom, wie Herr Kaufmann thun konnte, verbot sich in meinen Versuchen von selbst, da sonst der Platindraht beim Schliessen des Glimmstromes durchgebrannt wäre. Hieraus folgt, dass Herr Kaufmann in seiner „fast identischen" Elektrodenanordnung eine beträchtlich tiefere Kathodentemperatur gehabt haben muss als ich. Um eine beträchtliche Abkühlung der Platinelektroden zu vermeiden, war in meinen Versuchen die Dicke der sie haltenden Kupferstifte nur zu 1,5 mm gewählt, ferner waren diese erst in einem Abstand von 5 cm von der Lötstelle auf die abkühlende Unterlage befestigt. Sollte Herr Kaufmann die „identische" Versuchsanordnung benutzt haben? Er giebt an, dass eine bloss die vordere Biegung freilassende Asbestunterlage den in der Hitze weich werdenden Draht bei der künstlichen Erhitzung vor Verbiegungen schützte.

Bei der Temperatur der Gelbglut des kathodischen Drahtes in Herrn Kaufmanns und in meinen Messungen ist eine gute Übereinstimmung zwischen ihnen für grössere Elektrodenabstände vorhanden. Um so mehr muss ihre Abweichung voneinander bei kleinem Elektrodenabstand auffallen. Nach meinen Beobachtungen verläuft die V, l-Kurve für sehr kleine Elektrodenabstände unter den von mir benutzten Versuchsbedingungen nahezu horizontal. Dies hatte Herr Kaufmann angezweifelt, für seine Kupferelektroden hatte er für kleine Elektrodenabstände denselben Verlauf wie für grössere angegeben, sogar für den Abstand Null einen Wert von V im Betrage von 280—310 Volt in seinen Kurven eingezeichnet. In seinen Messungen mit Platindrahtelektroden findet er nun zwar auch einen anderen Verlauf der V, l-Kurve für sehr kleine Elektrodenabstände als für grössere, aber dieser Verlauf ist gerade im Gegensatz zu meinen Beobachtungen nicht horizontal, sondern sehr steil. Während in meinen Beobachtungen die Elektrodenspannung auf 340—350 Volt für kleine Elektrodenabstände stehen blieb, sinkt sie bei Herrn Kaufmann bis zu 302 Volt.

Nachdem Herr Kaufmann am Anfang seiner Mitteilung bemerkt hat, dass seine Elektroden „mit den von Herrn Stark benutzten genau identisch" waren, stellt er seine und meine Kurven auffallend in derselben Figur nebeneinander.

Man kann nun in einer Streitfrage, wie sie hier vorliegt, zwei Wege einschlagen. Man kann einmal den Gegensatz, in dem eigene ad hoc unternommene Beobachtungen zu gegnerischen stehen, als interessantes Hauptresultat in einer besonderen wissenschaftlichen Abhandlung herausarbeiten und mehr oder weniger klar die Unzuverlässigkeit der gegnerischen Beobachtungen andeuten. Diese Methode entbehrt nicht eines gewissen Reizes des Persönlichen und Subjektiven. Vielleicht ist aber die zweite mehr positive Methode für den Fortschritt der Wissenschaft nützlicher. Man kann nämlich mit seinem Urteil etwas weniger schnell

fertig sein und sich die Frage vorlegen, ob denn wirklich die Versuchsbedingungen „genau identisch" waren, ob nicht vielleicht der eine von den Beobachtern eine andere, neue Erscheinung in den Händen hatte, ohne sie im Eifer als solche zu erkennen.

Es giebt nun in der That eine neue eigenartige elektrische Erscheinung, die zwischen erhitzten Elektroden von sehr kleinem Abstand in freier Luft auftreten kann. Zwei Platindrähte können geometrisch vollkommen kongruent sein, können dem blossen Auge absolut keinen Unterschied zeigen und doch können sie sich als Kathoden eines Stromes durch ein Gas total verschieden verhalten. Man braucht auf den einen Platindraht nur eine Spur von Calciumoxyd oder von gewissen anderen Verbindungen zu bringen und er wird sich als Kathode in einem Gase ganz anders verhalten als ein reiner Platindraht.

Reiner Platindraht giebt bis zur Temperatur der Rotglut denselben konstanten Wert des normalen Kathodenfalles für den Glimmstrom.[1]) Ist dagegen der Draht durch gewisse Metallverbindungen wie Calciumoxyd oberflächlich verunreinigt, so zeigt sich schon unterhalb der Temperatur der Rotglut ein starkes Sinken des Kathodenfalles, wie Wehnelt[2]) festgestellt hat. Diese Erscheinung beruht darauf, dass jene Verbindungen bei höherer Temperatur negative Elektrizität in grosser Dichte ausstrahlen. Ich habe schon vor längerer Zeit beobachtet, dass an einer Reihe von Metalloxyden der Glimmstrom leicht in den Lichtbogen sich verwandelt unter einer gleichzeitigen beträchtlichen Abnahme der Elektrodenspannung (diese Zeitschr. **5**, 81, 1904). Ferner legte ich dar, wie man mit einer Kathode, beispielsweise hochtemperierter Kohle, welche negative Elektrizität ausstrahlt, einen „sekundären Glimmstrom" erhalten kann, der sich nur in der Grösse des Kathodenfalles von dem gewöhnlichen Glimmstrom unterscheidet (diese Zeitschrift **5**, 55, 1904). Bei orientierenden Versuchen ergab sich, dass der gewöhnliche Glimmstrom in freier Luft durch die Gegenwart von Calciumoxyd bei grösseren Elektrodenabständen wenig gestört wird, dagegen bei kleinem Abstand leichter in den Lichtbogen überspringt. Über den grossen Unterschied, welchen ein reiner und ein mit Oxyd verunreinigter Platindraht als Kathode bei sekundärer Erhitzung und kleinem Elektrodenabstand zeigen, wird von Herrn Tufts und mir eingehend berichtet werden.

Ich habe meine von Herrn Kaufmann angefochtenen Untersuchungen an reinen Platinelektroden angestellt. Ich hielt sie von vornherein nicht für definitive, die Erscheinung lässt vorderhand keine Präzisionsmessungen zu, für genaue, auf Gesetze und Konstanten abzielende Messungen schien sie mir noch nicht genügend in ihren Bedingungen analysiert zu sein. Eine schnelle Wiederholung der Messungen ad hoc ausser Zusammenhang mit den übrigen in Betracht kommenden Fragen scheint mir zwecklos. Ich gedenke indes die Erscheinung zum Gegenstand einer ausgedehnten experimentellen Untersuchung zu machen, sobald ich Zeit gewinne.

Der ganze Streitfall an sich schien mir von vornherein nicht bedeutend genug zu sein, die Leser einer wissenschaftlichen Zeitschrift zu behelligen. Ich glaubte indes für ein allgemeines Interesse einzutreten, wenn ich die wenig begründeten Angriffe des Herrn Kaufmann zurückwies und die Polemik bis zum Ende durchführte. Es sei mir gestattet, im allgemeinen Interesse der Ökonomie der wissenschaftlichen Forschung den Wunsch auszusprechen, dass eine Polemik, wie sie sich hier entwickelte, vermieden werden möge, indem abweichende Versuchsresultate mit mehr Rücksicht auf die Verschiedenheit der Versuchsbedingungen beurteilt werden mögen. Ich habe einen Einblick in die grosse Litteratur über die elektrischen Erscheinungen in Gasen gewonnen und habe einen grossen Teil der Arbeiten über Lichtemission durch feste Körper und Gase gelesen und gefunden, dass die wissenschaftliche Entwickelung weniger durch Untersuchungen von überwiegend hypothetischem oder qualitativem Charakter gehindert wurde, da deren Schwächen jedermann leicht auffielen. Vielmehr wurde sie häufig gehemmt durch Untersuchungen, welche ohne vorherige wirkliche Analyse einer Erscheinung, ohne Variation der Versuchsbedingungen und ohne Aufsuchung einer guten Methode, für eine spezielle Versuchsanordnung die Skalen von Instrumenten mit peinlicher Genauigkeit ablasen, ihre Messungen in einer Interpolationsformel wiedergaben, diese Gesetz benannten, Zuerkennung grosser Genauigkeit beanspruchten und durch Angriffe auf Resultate anderer unter anderen Versuchsbedingungen eine unfruchtbare Polemik herbeiführten.

Göttingen, 16. Januar 1904.

(Eingegangen 16. Januar 1904.)

---

1) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. **1**, 638, 1900; J. Stark, Ann. d. Phys. **12**, 12, 1903.

2) A. Wehnelt, Erlanger Ber. 1903, S. 150.

Über den elektrischen Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse.

Von W. Biegon von Czudnochowski.

§ 1. Ist auch der Lichtbogen an sich eine ziemlich gut definierbare Entladungsform, so hängt sein Charakter im einzelnen doch in sehr hohem Grade von der Beschaffenheit seiner Elektroden ab. Als nicht Lichtbogen bildend können nur wenige Stoffe gelten, die grosse Zahl der Lichtbogenbildner lässt sich aber, wie ich an anderer Stelle[1]) näher ausgeführt habe, in Gruppen einteilen derart, dass die Glieder jeder Gruppe dem Lichtbogen je einen besonderen Typus verleihen. Die erste Gruppe, Elektroden erster Art, bilden alle diejenigen, welche fast ausschliesslich aus Kohle bestehen, zur zweiten Gruppe gehören diejenigen Elektroden, welche in erheblichen Mengen Metallverbindungen enthalten zur Färbung des Bogens und zur Ökonomieverbesserung (z. B. die sog. „Effektkohlen"); zu einer dritten Gruppe kommen wir folgerichtig, wenn wir, um die Vorteile der erwähnten Beimengungen in höchstem Masse zu erhalten, die Kohle ganz fortlassen. Die so sich ergebenden Mischungen aus Metallverbindungen verschiedener Art, z. B. Magnesia, Fluorcalcium, Chrom- oder Nickeloxyd (E. Rasch, 1899) sind aber als Leiter zweiter Klasse nicht imstande, ohne weiteres durch Berührung miteinander zwischen sich einen Lichtbogen entstehen zu lassen, sondern bedürfen einer besonderen, entweder einmalig oder dauernd, erwärmend wirkenden Einrichtung, z. B. eines Hilfslichtbogens zwischen gewöhnlichen Kohlestäben. Der Erste, der solche Elektroden dritter Art ausdrücklich zur Verbesserung der Ökonomie und zur Färbung des Lichtes anwenden wollte, war Jablochkoff (1876)[2]) und zwar in einer besonderen Abänderung seiner „Kerze", einige bezgl. Beobachtungen machte Nernst, eingehend bearbeitet ist der Gegenstand dann von E. Rasch (D. R.-P. 117 214 und 137 788); dem im Pat. 137 788 gegebenen allgemeinen Prinzip derartiger Anordnungen entspricht die oben erwähnte von Jablochkoff bereits vollkommen, ihre Umkehrung ist Gegenstand des D. R.-P. 138 348 (Conradty)[3]). Der spezifische Wattverbrauch dieser Elektroden ist verhältnismässig ziemlich gering, das von ihnen ausgestrahlte Licht giebt ein diskontinuierliches Spektrum. Der Lichtbogen zwischen solchen Elektroden dritter Art erscheint mir nun einer etwas grösseren Beachtung, als ihm bisher zu teil geworden, wohl wert, da er in verschiedener Hinsicht Anlass zu interessanten Betrachtungen giebt, worüber im nachstehenden einiges gesagt werden soll.

1) Berichte d. Dtsch. phys. Ges. **1**, 156—176, 1903. — Im Auszuge: „Les arcs-flammes ou arcs à effets", L'éclairage électrique **35**, 344—348, 1903 und L'Elettricità **22**, 602—603, 1903, „Gli archi ad effetto".

2) H. Fontaine, Eclairage à l'Électricité, Paris 1877, p. 44—46.

3) Eine ganze Reihe von Patenten betrifft Anordnungen, welche mit den beschriebenen verwandt sind, bei denen aber der in normaler Weise gebildete Lichtbogen einen elektrolytischen Glühkörper erhitzt, ohne zwischen zwei solchen einen Elektrolytbogen zu erzeugen. (Muirhead 1886, Körting & Mathiesen 1898, 1899, J. A. Fleming 1899, A. Hannanh 1901 u. A.)

§ 2. Jeder Lichtbogen ist eine Gasentladung, für deren Charakterisierung ausser der Spannung E_b und der Stromstärke $\mathfrak{J}$ noch die in der Hauptsache ceteris paribus den Widerstand und damit den Energieverbrauch im Entladungsraum beeinflussende Länge der Entladungsbahn im Gasraum, L, von Bedeutung ist. Die allgemeinen Beziehungen dieser drei Grössen werden dann dargestellt durch

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{F}(E_b L). \qquad (1)$$

Jenachdem wir nun $\mathfrak{J}$ oder L unveränderlich machen, erhalten wir zwei Spezialfälle; der Zusammenhang zwischen $\mathfrak{J}$ und E für $L = const$ wird dargestellt durch die sog. Charakteristik, welche — bei denselben Elektroden, also veränderlicher Stromdichte — im Bogen etwa auftretende Änderungen allgemein zu erkennen giebt, setzen wir $\mathfrak{J} = const$, so erhalten wir eine den Zusammenhang zwischen Spannung und Bogenlänge darstellende Schaulinie, aus deren Verlauf sich ebenfalls mancherlei Schlüsse ziehen lassen. Man hat nun vielfach versucht, für diese letztere Beziehung eine Gesetzmässigkeit aufzufinden, ist aber bisher zu einem befriedigenden Ergebnis nicht gelangt, da man einfache Linien, nämlich Gerade, nur in bestimmten Fällen erhält; es lässt sich aber auch, wenn die Abweichungen von einer Geraden nicht zu gross sind, allgemein die Beziehung benutzen:

$$E = \alpha + \frac{\gamma}{\mathfrak{J}} + L\left(\beta + \frac{\delta}{\mathfrak{J}}\right) = m + n \cdot L. \qquad (2)$$

Die Werte der beiden Konstanten m und n sind demnach von der Stromstärke abhängig. Die Gültigkeit eines solchen „Gerade-Linien-Gesetzes" würde andeuten, dass die Verhältnisse sehr einfach sind, bezw. würde dies voraussetzen; dies ist nun bei Anwendung von Homogenkohlen und Gleichstrom der Fall und hierfür ist daher das erwähnte Gesetz vollkommen bestätigt gefunden (H. Ayrton). (Bezüglich des ruhigen Hochspannungwechselstrombogens zwischen Metallelektroden [$E_{b\,max} = 1200$ V. $\mathfrak{J} = 0{,}3 - 0{,}5$ Amp.] kommen Ch. Eug. Guye und B. Monasch auf Grund ihrer Versuche zu dem Schluss, dass „la rélation qui unit le voltage et la longueur de l'arc peut être re-

présentée par une ligne droite, l'intensité du courant demeurant constant"[1]).) Ist aber z. B. eine Elektrode eine Dochtkohle, so ist ein Einfluss der Dochtmasse zu erwarten, und man erhält auch wirklich in diesem Falle keineswegs Gerade; Versuche mit Wechselstrom in dieser Hinsicht liegen bisher nicht vor.[2]) Beim Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse lassen nun schon von vornherein die für sein Zustandekommen notwendig zu erfüllenden Bedingungen es wahrscheinlich erscheinen, dass sich bei genauerer Untersuchung die Verhältnisse als recht verwickelt erweisen, also kein „Gerade-Linien-Gesetz" ergeben dürften. Ausführliche Mitteilungen über den Gegenstand fehlen leider bisher so gut wie vollständig; Herr Rasch giebt[3]) für die E_b-L = Linie nur ein, demnach wohl als typisch anzusehendes, brauchbares Beispiel für sog. „mittelharte" Elektroden bei Wechselstrom, dem folgende Beobachtungen zu Grunde liegen (aus der betr. Figur entnommen):

L =	0,1	1,0	1,1	1,2	1,3	1,75	2,5	3,0	3,5	3,6 mm
E_b =	45	53	58	62	65	70	75	90	100	105 Volt

Sucht man mit Herrn Rasch die Beobachtungen durch eine Gerade darzustellen, so findet man Abweichungen gegen diese bis zu + 8,25 Proz. bezw. —8,62 Proz., was auf beträchtliche Beobachtungsfehler schliessen liesse; ich vermag aber keinen zwingenden Grund zu erkennen dafür, die Beobachtungen **nicht** so zu verwerten, wie sie sind, wobei man, wie vorstehende Figur zeigt, eine Kurve von ganz eigentümlichem Charakter erhält, insofern nach ihr mit wachsendem L die Spannung erst sehr langsam, dann bei $\sim L = 1{,}0$ mm sehr rasch ansteigt, um dann wieder ein langsames und allmählich zunehmendes Anwachsen zu zeigen, ein Verlauf, wie er übrigens ähnlich mehrfach an Kohle-Lichtbögen erhalten worden ist (vgl. Voit, Der elektr. Lichtbogen; Fig. 10, 11 und 29. — H. Ayrton, The electric arc, fig 45, 46 und 48). Es handelt sich nun um die Frage, ob und welche Gründe sich dafür angeben lassen, dass die Annahme eines solchen Verlaufes der $E_b = \mathfrak{F}(L)$-Kurven gerechtfertigter ist als der einer Geraden.

Die Elektroden müssen zunächst durch Vorwärmen erst leitend gemacht werden, d. h. es muss gewissermassen in ihnen eine Dissoziation hervorgerufen werden, welche ihrerseits erst die Leitung ermöglicht; dies führt zu der weiteren Annahme, dass ein erheblicher Teil der dauernd zugeführten elektrischen Energie verbraucht wird allein zur Aufrechterhaltung des Dissoziationsgrades durch Gleicherhaltung der denselben bedingenden hohen Temperatur. Zu diesen Vorgängen in den Elektroden treten dann noch die Vorgänge im Gasraum selbst. Die hohe Temperatur bewirkt wahrscheinlich eine Ionenverdampfung an der Elektrodenoberfläche, sodann eine Ionisierung der Gasmasse, endlich dürfte auch noch die Wirkung des infolge ihrer hohen Temperatur von den Elektroden ausgestrahlten kurzwelligen Lichtes von merkbarem Einflusse sein.[1]) Das Entstehen eines Lichtbogens zwischen festen Leitern zweiter Klasse ist also gewissermassen gebunden an eine vorherige fremde Einwirkung auf die den Bogen bildenden Teile, Elektroden und Gasraum, d. h. eine fremde Ionisierung. In solchem Falle kann man nun, wenn N_i die Zahl der pro Zeit und Volumeneinheit gebildeten, N_m die Zahl der unter denselben Umständen durch Molisierung *(recombination)* verschwindenden Ionen, n_p die Zahl der positiven, n_n die der negativen Ionen, ferner

1) Recherches sur l'arc alternatif de très faible intensité jaillissant entre électrodes métalliques". Léclairage électrique **34**, 305—319, 1903. — Vgl. auch B. Monasch, Der elektr. Lichtbogen bei Gleichstrom und Wechselstrom; Berlin, J. Springer, 1904.

2) Die Messungen von Heubach (1892) bieten nicht genügend Material.

3) E. T. Z. **22**, 155—157, 1901.

1) Für den Kohlebogen hat unlängst Hallwachs (Ann. d. Phys. **13**, 38—64, 1904) eingehend nachgewiesen, — was allerdings schon H. Hertz festgestellt hatte (Ausbreitung der elektr. Kraft, 85—86) — dass die lichtelektrisch wirksame Strahlung ausschliesslich von den leuchtenden Gasen: dem eigentlichen Bogen ausgesandt wird. Bei dem „Bogen zwischen Leitern zweiter Klasse" ist der eigentliche Bogen minimal, es dürfte also hier in Anbetracht des Umstandes, dass nach E. Rasch die Temperatur weit höher als beim Kohlebogen ist, mit der Möglichkeit gerechnet werden können, dass die Verhältnisse umgekehrt sind, d. h. dass beim Elektrolytbogen die hocherhitzen Elektroden durch ihre kurzwelligen Strahlen sich vielleicht gegenseitig lichtelektrisch beeinflussen.

E_b die Elektrodenspannung J die Stromstärke, L die Länge des Gasraumes, ε die Ladung eines Ions und der Querschnitt des Gasraumes $= 1$ ist, zunächst setzen[1]):

$$N_m = -\varkappa \cdot n_p \cdot n_n = -\varkappa \cdot n^2 \qquad (3)$$

In der Zeiteinheit verschwinden durch Stromleitung aus der Volumeneinheit $\frac{J}{L \cdot \varepsilon}$ und für den Gleichgewichtszustand ist dann:

$$N_i - \varkappa \cdot n^2 - \frac{J}{L \cdot \varepsilon} = 0. \qquad (4)$$

Nimmt man das Spannungsgefälle zwischen den Elektroden als räumlich konstant an, nämlich $= \frac{E}{L}$, und führt man ausserdem noch die bezüglichen spezifischen Ionengeschwindigkeiten v_p und v_n ein, so geht obige Gleichung in folgende:

$$N_i - \varkappa \frac{J^2 L^2}{E_b^2 \cdot \varepsilon^2 (v_p + v_n)^2} - \frac{J}{L \cdot \varepsilon} = 0 \qquad (5)$$

und diese für sehr grosse Werte von E_b infolge Verschwindens des zweiten Gliedes in

$$J_{max} = N_i \cdot L \cdot \varepsilon \text{ über.} \qquad (6)$$

Hieraus folgt, dass bei konstanter Ionisierung N_i der Maximalstrom J_{max} dem Elektrodenabstand proportional ist — bei $E_b = const$ — und dass in der Nähe des Sättigungszustandes — dem eben J_{max} entspricht — J mit zunehmendem Elektrodenabstand wächst, demnach also eine dünnere Gasstrecke einen grösseren Widerstand zeigt als eine dickere (vgl. J. J. Thomson, Entladung der Elektrizität durch Gase, S. 27); dem würde bei $J = const$ entsprechen, dass die Spannung nicht der Länge proportional, sondern bei grösserer Länge relativ zu klein ist. Der konstante Wert von J wird bei bestimmtem Elektrodenabstand gerade gleich dem zugehörigen Sättigungsstrom J_{max} sein; wird der Elektrodenabstand (L) dann grösser, so wird nunmehr das betr. J_{max} grösser sein als J. Wir haben es nun beim Elektrolytbogen in den Versuchen von Rasch mit einer Wechselstromentladung zu thun und es wird daher, da die Ionengeschwindigkeit abhängt vom Spannungsgefälle, wenn E_b nicht proportional L, sondern langsamer wächst, bei einer bestimmten Bogenlänge die Ionengeschwindigkeit einen solchen Wert haben, dass während einer Halbperiode die Ionen nicht mehr bis zur anderen Elektrode gelangen können; diese „kritische Bogenlänge“ würde in der graphischen Darstellung durch plötzlichen steilen Anstieg der Schaulinie sich zu erkennen geben.[1]) Weiter kann dann zu der als bisher allein vorhanden angenommenen „fremden“ Ionisierung durch das Vorwärmen und die Aufrechterhaltung der durch dasselbe hervorgebrachten Temperatur noch eine elektrische Ionisierung infolge der Spannungserhöhung hinzutreten, welche bewirken würde, dass nunmehr infolge der jetzt vergrösserten Leitfähigkeit des Gasraumes der Anstieg der Spannung mit wachsendem L wieder klein wird. Einem solchen Verlauf der Erscheinung würde nun eine Kurve von der Form der beistehend mitgeteilten recht gut entsprechen; wir hätten dann den Elektrolytbogen als eine gemischt unselbständige Strömung aufzufassen, d. h. eine ursprünglich, weil durch fremde Ionisierung ermöglicht, rein unselbständige, die später in eine teilweise selbständige Strömung übergeht, indem sie dann selbst durch Schaffung von Ionen zur Leitfähigkeit des Gasraumes beiträgt (vgl. hierzu J. Stark, Elektrizität in Gasen, S. 184). Hieraus wäre dann zu folgern, dass man, wenn die hohe Temperatur der Elektroden auf andere Weise ganz unabhängig hervorgebracht und erhalten würde, schon mit sehr geringen Spannungsdifferenzen den Bogen müsste er- und unterhalten können. Welche Einwirkung dann noch die Vorgänge in den Elektroden selbst auf die Beziehungen zwischen Spannung und Bogenlänge haben, und welcher Art diese Vorgänge sind, entzieht sich vorläufig unserer Beurteilung; diese Einwirkung ist aber sicher in den bisherigen Versuchsergebnissen mit enthalten, da die gemessene Spannung die Summe der Spannungen an Elektroden und Bogen ist. Nach alledem darf es wohl als ausgeschlossen angesehen werden, dass die Beziehungen zwischen Bogenlänge und Spannung beim Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse derartig einfache sind, dass sie sich durch eine Gerade darstellen lassen; es ist nur zu wünschen, dass dieser zweifellos sehr interessante Gegenstand demnächst eingehenderer Untersuchung unterzogen werde.[2])

§ 3. Von den besonderen Eigenschaften

1) J. J. Thomson, Die Entladung der Elektrizität durch Gase, 24—28, 1900; J. Stark, die Elektrizität in Gasen, 43—45, 1902.

1) Wenn die vorstehenden Ausführungen sich als richtig erweisen sollten, so würde man vielleicht auf diesem Wege zu einer Bestimmung der Ionengeschwindigkeit im Bogen gelangen können.

2) Herr Rasch unterscheidet je nach geringem, mässigem oder hohem Kaltwiderstande „weiche“, „mittelharte“ und „harte“ Elektrolytelektroden, von denen seinen Mitteilungen zufolge die „mittelharten“ allein Aussicht auf Anwendbarkeit haben; aus den von ihm mitgeteilten Messungen an „weichen“ Elektroden über die Beziehungen zwischen E_b und L ist nichts zu entnehmen, wie auch Herr Rasch selbst von diesen Messungen sagt, dass sie irgendwelche Schlüsse nicht gestatten, die betr. Elektroden wegen der Neigung, glühendflüssige Brücken zwischen ihren Enden zu bilden, vielmehr sehr schlechte Lichtbogenbildner sind.

eines Lichtbogens hängt nun auch die Möglichkeit seiner Verwendung ab, wobei vor allem seine Regelungsfähigkeit, d. h. die Vorbedingungen für Gleicherhaltung seiner elektrischen Grössen durch eine ihren unvermeidlichen Schwankungen entsprechende Elektrodenverschiebung, von Wichtigkeit ist. Eine hierauf bezügliche Betrachtung darf sich aber nicht auf den Bogen beschränken, da die zunächst als konstant anzunehmende E. M. K. der Elektrizitätsquelle stets durch Zuleitungen mit ohmischem Widerstande mit den Elektroden verbunden ist (vgl. J. Stark, l. c., S. 178—180). Eine Vorrichtung, welche die Aufgabe hat, dauernd selbstthätig einen Bogen von bestimmten Eigenschaften zu unterhalten, ist eine „Bogenlampe"; eine solche muss, da der im wesentlichen für $\mathfrak{J}$ und E_b massgebende Widerstand W_b von der Bogenlänge L abhängt, bei zu grossem bezw. zu kleinem L die Elektroden einander nähern, bezw. sie voneinander entfernen. Diese Elektrodenverschiebung besorgt das Lampen-„Werk" in Abhängigkeit von den Abweichungen der Lichtbogenkonstanten von ihren Normalwerten; ist L zu gross, so ist ΔW_b positiv, also E_b zu gross, bei zu kleinem L ist dagegen ΔW_b negativ und $\mathfrak{J}$ zu gross, diese Veränderungen lassen sich durch Spulenkombinationen auf das Werk und damit auf die Elektroden übertragen. Ist nun für irgend einen Fall die Neigung der Schaulinie $E_b = \mathfrak{F}(L)$ grösser als in einem anderen, so wird in jenem demselben Bogenlängenunterschied ΔL ein grösserer Spannungsunterschied ΔE_b entsprechen, als in diesem, oder umgekehrt in letzterem einem bestimmten ΔE_b ein grösseres ΔL als in ersterem; gleicher prozentualer Widerstandsänderung wird aber gleiche Spannungsänderung entsprechen, demnach im ersten Falle eine geringere absolute Längenänderung als im zweiten. Bezeichnen wir den unveränderlichen Widerstand der Zuleitungen mit W_z, so ist der Einfluss der durch $\pm \Delta L$ verursachten ΔW_b auf den Energieverbrauch im Bogen sehr verschieden, je nach dem Verhältnis $W_z : W_b$, und zwar ist für positives ΔW_b also auch positives ΔE_b die Energieänderung ΔA_b (in %) für:

$W_z < W_b$ . . . . . ΔA_b negativ,
$W_z = W_b$ . . . . . $\Delta A_b = 0$,
$W_z > W_b$ . . . . . ΔA_b positiv;

von den Energieänderungen hängt aber die grössere oder geringere Konstanz der Lichtstärke des Bogens ab, die doch möglichst gross sein soll, also möglichst kleines ΔA_b verlangt und um dieses zu erreichen, möglichst kleines ΔW_b bezw. ΔL gestatten.[1]) Es wird demnach

cet. par. die mechanische Ausführung des F werks einer Lampe um so feiner sein mi je steiler die E_b = Kurve für die benutzte trodenart, je grösser $\frac{\Delta E_b}{\Delta L}$ bezw. $\frac{dE_b}{dL}$ is in diesem Falle gleicher Reguliergenaui eine geringere Elektrodenbewegung entspri Es muss also eine Bogenlampe in ihrer richtung durchaus der Eigenart der für sie stimmten Elektroden bezw. des zwischen i gebildeten Bogens entsprechen; je höher Spannung des Bogens und je kleiner gl zeitig seine Länge, um so geringer muss eine bestimmte Regulierempfindlichkeit die gulierbewegung sein, und um so schwier wird die Herstellung eines geeigneten Lam mechanismus. Was nun den Bogen zwisc Leitern zweiter Klasse anbetrifft, so ist zunä seine Spannung bei kleiner Länge relativ hoch[2]); ferner ist, wenn wir als richtig annehn was die Figur sagt, $\frac{dE}{dL}$ stellenweise sehr gr stellenweise recht klein. Wir würden a wenn unsere Lampe mit $\sim L = 1$ mm bren grosse Spannungs- bezw. Energieänderung kleinem ΔL erhalten, bei $L = 1,5$ mm dage nur geringes ΔA_b, könnten also durch I höhung der Normalspannung infolge d dadurch bewirkten grösseren Bogenlän über die Schwierigkeit hinwegkomme dass im Mittel die Spannung mit d Bogenlänge weit schneller ansteigt a bei den bisher gebräuchlichen — g wöhnlichen — Bogenlampen[3]) und — imm vorausgesetzt, dass die E_b-L = Kurve die der Figur dargestellte Form hat — auf ga gleiche Regulierverhältnisse kommen, wie b diesen, wobei allerdings die Notwendigkeit ein Hilfslichtbogens immerhin noch lästig ist. E Übelstand scheint mir aber noch in der Al

1) Ausgehend von den nach dem Ohmschen Gesetz bestehenden Beziehungen zwischen Spannungen, Widerständen und Stromstärke erhält man für konstante Netzspannung (I durch Differentiation und Einführen der prozentualen Änd rungen wie $100 \cdot \frac{dE_b}{E_b} = \Delta E_b$ die folgenden Gleichungen:

$$\Delta W_b = \Delta E_b - \Delta \mathfrak{J}, \quad -\frac{W_z}{W_b} = \frac{\Delta E_b}{\mathfrak{J}}, \quad \Delta A_b = \Delta E_b + \Delta \mathfrak{J}$$

woraus sich obenstehende Beziehungen ergeben.

1) Ausser durch den Abbrand und die dadurch sowie die durch Inhomogenität der Elektroden veranlassten Längen- bezw. Widerstandsänderungen des Bogens wird seine Konstanz auch noch beeinflusst durch die unvermeidlichen Spannungsschwankungen der Stromquelle, die „Netzschwankungen".

2) Die von E. Rasch schon in seiner früheren Arbeit, wie auch in seiner „Erwiderung" (Berichte d. dtsch. phys. Ges. 1, 276—286, 1903) vertretene gegenteilige Ansicht beruht auf Vergleichung mit einem Gleichstrombogen zwischen 2 Homogenkohlen, während er selbst Wechselstrom verwandt hat (s. oben).

3) Bei diesem Vergleiche kommt einzig und allein der Wechselstrombogen zwischen zwei Dochtkohlen in Betracht, wie er von Heubach (1892) untersucht.

hängigkeit des Leitungswiderstandes der Elektroden von der Temperatur zu bestehen, was u. U. bei Stromschwankungen recht merkliche Widerstandsänderungen zur Folge haben und durch diese und deren fernere Rückwirkung auf die Stromstärke merkbare Inkonstanz des Lichtes bewirken muss.

Berlin, Dezember 1903.

(Eingegangen 3. Januar 1904.)

Neue Strahlen oder eine neue Emanation.

Von J. J. Taudin Chabot.

Nach einem (späterer Mitteilung vorbehaltenen) Versuch über Radioaktivität als etwaige Begleiterscheinung der Piezoelektrizität, wozu ich aus dem Würzburger physikalischen Institut durch liebenswürdiges Entgegenkommen seines derzeitigen Leiters, des Herrn Professors W. Wien, die Röntgenschen Quarzstäbchen[1]) benutzen konnte, entschloss ich mich zu prüfen, inwiefern Selen, in der Modifikation des lichtempfindlichen Elektrizitätsleiters, von radioaktiven Erscheinungen, speziell solchen, die sich durch Affizierung der sog. photographischen Platte bekunden, begleitet sein kann. — Eine der Pyroelektrizität, welche Piezoelektrizität durch thermische Deformation bedeutet, analoge Erscheinung hat bekanntlich Korda[2]) an Schwefelkrystallen beobachtet, um dann, auf Grund von ähnlich zu vermutenden Verhältnissen beim Selen, eine Erklärung der Lichtempfindlichkeit dieses Stoffes zu versuchen.

Ich benutzte eine sogenannte „Selenzelle", Shelford Bidwellscher Bauart[3]), deren wirksame Masse auf Platindraht schön gleichmässig aufgetragen war. Ihre Lichtempfindlichkeit als Stromleiterin ist, wie ich mit Hilfe eines Spiegelgalvanometers in einer besonderen Beobachtungsreihe feststellte, und wie wohl kaum anders möglich, nicht über die ganze Fläche gleich, insofern der Widerstand nicht proportional mit der Fortbewegung des messingenen Schieberdeckels abnimmt; das Maximum liegt, wo die Schieberöffnung (Spaltbreite) sich von 16 auf 26 mm vergrössert.

Die seit vielen Wochen ganz verdunkelt gewesene Platin-Selenfläche wurde bei nur rotem Licht mit einer auf Celluloid aufgetragenen erstarrten Bromsilbergelatine-Emulsion, der ein „gelb" und „grün" absorbierender Sensibilisator zugesetzt war, bedeckt, zwischen beiden

1) Ann. Ph. u. Ch. **275** (Wied. Ann. **39**) 16, 1890.
2) Journ. d. Ph. [2] **8**, 231, 1889.
3) „No. 67" aus der Fabrik P. J. Kipp & Zonen, J. W. Giltay opvolger, in Delft.

ein rechtwinklig umgebogenes Aluminiumstreifchen als Vergleichsmarke gelegt und das Ganze während 48 Stunden wiederum im Dunkeln aufbewahrt. Sodann wurde in ganz gleicher Weise, unter Verwendung nur einer neuen Bromsilbergelatineschicht, der Versuch wiederholt, als während 48 Stunden ein Strom von ca. 110 Mikroampère das Selenpräparat passierte; wiederholte Spannungsbeobachtungen während der Exposition mittels eines nach 0,2 Volt Skalenintervallen geeichten Voltmeters (Deprez-d'Arsonval-Typus) zeigten bis zum Schluss einen Abfall von noch nicht einem halben Skalenteil der Beginnspannung (6 Volt). Als Nebenschluss wirkte der sehr lose aufliegende Aluminiumwinkel nicht in merkbarem Masse.

Nach sogenannter Entwicklung der Bromsilbergelatine-Emulsionen (mit „Adurol") ergaben sich „Negative", deren „Positive" folgendes erkennen liessen:

Im ersten Falle erschienen helle Spuren, anscheinend Konturen des Aluminiumwinkels, auf dunkelem Grunde, im zweiten resultierte die volle dunkle Silhouette des Winkels ohne Details, auf einem hellen Grunde, mit Andeutungen von noch helleren feinen Querstreifen. Bei wiederholten Expositionen an der stromführenden Selenzelle, dauernd bis 8 Tage (192 Stunden), — und gleichzeitiger Beobachtung der Absorption durch verschiedene Stoffe (schon das gewöhnliche schwarze Papier zeichnete deutliche Silhouetten), — gelang es diese Streifen kräftiger hervorzubringen: sie entsprechen den parallelen Platindrähten, oder dem Selen zwischen je zwei solchen, oder, endlich, den Übergangsstellen, wo die heterogenen Leiter Platin und Selen (nach Shelford Bidwell[1]) sind vielleicht Metallselenide, denen

1) Phil. Mag. [5] **20**, 178, 1885.

nur Selen im Überschuss sich zugesellte, die eigentlich wirksamen Faktoren) zusammenstossen und wohl beim Stromdurchgang Peltiersche positive und negative Wärme abwechselnd entsteht, bei verschieden starken Strömen nach von Quintus Icilius[1]) diesen proportional, nicht den Quadraten.

Waren nun aber Eisen und Neusilber die zusammenstossenden Leiter (thermoelektrische Nadel), so wurde die angelegte Bromsilbergelatine-Emulsion nicht affiziert, wenn während 3 Stunden ein Strom von 0,07 Ampère die Kontaktstelle passierte, sei es, dass sich diese erwärmte (Richtung des positiven Stromes vom Eisen zum Neusilber), sei es, dass sie sich erkältete (Richtung des positiven Stromes vom Neusilber zum Eisen).

Erwärmung, andererseits, zweier Selenstäbchen[2]) allein im Kontakt mit einer *AgBr*-Gelatineschicht in schwarzes Papier gewickelt und lichtdicht eingeschlossen in eine Schachtel, zeigte bei nachträglicher Entwicklung gleichzeitig mit einer ausserhalb des Selenbereichs erwärmten Vergleichsschicht keinen nennenswerten Einfluss des Selens, indem nicht zu bemerken war, dass etwa die erstgemeinte Schicht eher „schleierte" als die andere, mochte auch die Erwärmung der ersten so weit getrieben sein, dass Selen an der Bromsilbergelatineschicht haftete. Ebensowenig entstand, wenn zwischen Selen und zu entwickelnder Schicht während der Erwärmung ein Streifchen Kupferblech sich befand, eine Silhouette desselben, noch auch brachte Erwärmung eines Platindrahts in gleicher Weise in Kontakt mit der *AgBr*-Gelatine eine entwickelbare Bildspur.

Fortgesetzte Variation der Versuche lenkte schliesslich die Arbeit in eine neue Bahn, weshalb weiteres eine zweite Mitteilung berichten soll. Es zeigte sich nämlich, dass auch die Rückseite der platindrahtbewickelten Plaquette die Bromsilbergelatine zu affizieren vermochte, indem hier ebenfalls von zwischengelegten Vergleichsmarken dunkle Silhouetten auf hellem Grunde (ein „Positiv") erzielt wurden. Die notwendige Dauer einer jeden Exposition lässt leider die Untersuchung nur langsam fortschreiten.

Ob das Ergebnis die Aussendung von Strahlen beweist, oder das Vorkommen einer Emanation (bezw. etwa das Hinaustreten einzelner Elektronen durch die Oberfläche der Leiter) bleibt zu entscheiden.

1) Ann. Ph. u. Ch. **165** (Pogg. Ann. **89**) 377, 1853.
2) Ebenfalls von der Firma P. J. Kipp & Zonen bezogen.

Degerloch (Wttbg.), 18. Dez. 1903.

(Eingegangen 28. Dezember 1903.)

Über das elektrische Nachleuchten und über die Wirkung des Radiums auf dasselbe.

Von J. Borgmann.

Ich habe schon in dieser Zeitschrift mitgeteilt, dass die von mir benutzten langen Röhren, welche axial eingeschmolzene dünne Platindrähte enthalten, zur Beobachtung des elektrischen Nachleuchtens sehr geeignet sind. Beobachtungen, welche ich seither bei sehr regem Anteil des Herrn A. P. Afanasjeff angestellt habe, haben einige neue Resultate ergeben, worüber ich im folgenden Bericht erstatte.

Die Röhre, welche auf isolierenden Stützen gelagert ist, wird bis auf wenige Hundertstel Millimeter evakuiert. Der Draht in der Röhre wird mit einem Induktorpol verbunden. (Ein Induktorium, welches 3 cm lange Funken liefert, genügt vollkommen; es wurde von 2 Akkumulatoren gespeist.) Der zweite Induktorpol war geerdet; beide Induktorpole waren durch eine Funkenstrecke verbunden.

1. Die Richtung des Primärstromes im Induktor ist diejenige, bei welcher der mit der evakuierten Röhre verbundene Induktorpol positiv ist. Nach dem Aufhören der Wirkung des Induktoriums beobachtet man in der Röhre während 3—5 Minuten Aufleuchten, welches an verschiedenen Stellen eintritt. Dieses nur einige Augenblicke dauernde Leuchten des Gases ist ziemlich schwach.

2. Berührt man, während das Induktorium im Gange ist, die Röhre mit der Hand oder mit einem geerdeten Draht (dadurch wird die Intensität des Leuchtens an der berührten Stelle vergrössert), so gewinnt das nach dem Aussergangsetzen des Induktoriums beobachtete Aufleuchten an Intensität, und kann während viel längerer Zeit beobachtet werden. Berührt man jetzt die Röhre mit der Hand, oder mit einem geerdeten Draht, so leuchtet das Gas in der Röhre in seiner ganzen Masse hell auf. Man kann die Röhre mehreremal mit der Hand oder einem geerdeten Drahtringe abreiben, und trotzdem wird jede neue Berührung ein Aufleuchten des Gases zur Folge haben. Dieselbe Erscheinung beobachtet man, wenn man auf die Röhre bläst.

3. Berührt man während der Wirkung des Induktoriums, sei es auch nur auf einen Moment, die Röhre mit der Hand und stellt man, nachdem das Induktorium zu wirken aufgehört hat, eine Kapsel mit Radiumbromid unter dieselbe, so erscheint in der Röhre ein Leuchten, welches den Draht in der Röhre wie ein Glorienschein umringt. Das Leuchten dauert ununterbrochen 15—20 Minuten fort. Ausser diesem Leuchten beobachtet man ein periodisches, nur auf Augen-

blicke auftretendes Aufleuchten in verschiedenen Teilen der Röhre. Bei näherem Betrachten erscheint das Leuchten rings um den Draht seinem Charakter nach dem Leuchten des Crookesschen Spintariskops sehr ähnlich. Entfernt man das Radium, so verschwindet das Leuchten. Nähert man das Radium von neuem, so setzt es wieder ein. 25 mg Radiumbromid, über welche ich verfügte, verursachten das Leuchten der Röhre sogar in dem Falle, wenn die Entfernung des Radiums von der Röhre ca. 1 m betrug. Die beobachtete Erscheinung erinnert lebhaft an das Nordlicht oder an ein fortwährendes Wetterleuchten. Während das Radium sich in der Nähe der Röhre befindet, verursacht ein Berühren der letzteren mit der Hand oder einem geerdeten Draht oder sogar ein einfaches Anhauchen ein Aufleuchten des Gases in der Röhre.

4. Befindet sich das Radium während der Wirkung des Induktoriums in der Nähe der Röhre, so vergrössert dies merklich die Intensität und Dauer des Nachleuchtens. In diesem Falle beobachtet man alle Erscheinungen, welche unter 3. beschrieben sind, sogar ohne Berührung der Röhre während der Wirkung des Induktoriums, obgleich in etwas schwächerem Grade.

Unter anderem beobachtete ich die Erscheinungen in einer Röhre, welche erst mit Luft und dann mit Kohlensäure gefüllt war. Es schien mir, dass das Leuchten in der letzteren intensiver war.

5. Der Draht der Röhre war mit dem negativen Induktorpol verbunden. Während der Wirkung des Induktoriums beobachtet man eine Phosphoreszenz der ganzen Oberfläche des Glases der Röhre. Nach Aufhören der Wirkung des Induktoriums dauert die Phosphoreszenz eine sehr kurze Zeit fort.

6. Nähert man in diesem Falle die Radiumbromidkapsel der Röhre, nachdem das Induktorium schon zu wirken aufgehört hat, so gewinnt die Phosphoreszenz erstens an Intensität und zweitens dauert sie eine viel längere Zeit. Entfernt man das Radium, so erlischt die Phosphoreszenz vollständig, nähert man von neuem die Kapsel, so setzt die Phosphoreszenz von neuem ein. Radium vergrössert also die Intensität und die Dauer der Phosphoreszenz des Glases, welche durch die negativen Ionen bewirkt ist. Befindet sich das Radium in der Nähe der Röhre, so beobachtet man gleichfalls momentweises Aufleuchten verschiedener Teile der Röhre, jedoch in schwächerem Grade, als bei positiver intermittierender Elektrisierung des Drahtes.

7. Die im vorigen Absatz beschriebenen Erscheinungen gewinnen an Kraft und Intensität, wenn man die Röhre während der Wirkung des Induktoriums mit der Hand berührt und dadurch den negativen Ionenstrom verstärkt.

Es war von Interesse den Verlauf der obigen Erscheinungen bei sehr niedriger Temperatur, und zwar bei der Temperatur der flüssigen Luft zu beobachten. Zu diesem Zwecke wurde ein Gefäss, welches einem Thermometer mit weitem cylindrischen Reservoir gleicht, hergestellt. In diesem Gefäss verlief axial ein dicker Aluminiumdraht. Das Gefäss wurde bis zum selben Luftdruck, wie die Röhre evakuiert. Die darin beobachteten Erscheinungen erwiesen sich als höchst interessant.

8. Bei Zimmertemperatur waren die Erscheinungen im Gefäss selbstverständlich ganz dieselben wie in der Röhre. War der Draht des Gefässes mit dem negativen Induktorpole verbunden, so phosphoreszierte das Gefäss in blauer Farbe. Nach Aufhören der Wirkung des Induktoriums erlosch die Phosphoreszenz sehr schnell.

9. Befand sich das Gefäss in flüssiger Luft und war der Draht des Gefässes mit dem negativen Induktorpol verbunden, so phosphoreszierte das Glas sehr stark. Die Phosphoreszenz wurde noch intensiver, wenn man das Dewarsche Vakuumgefäss mit der Hand berührte und dadurch den negativen Ionenstrom beförderte. Nach Aufhören der Wirkung des Induktoriums fuhr das Glas des Gefässes fort hell zu phosphoreszieren. Die Phosphoreszenz wurde nur sehr langsam schwächer. Bei genügender Abschwächung der Intensität der Phosphoreszenz vergrösserte das Nähern von Radium die Phosphoreszenz merklich.

10. Die Phosphoreszenz des Glases dauerte auch nach Herausnehmen des Gefässes aus der flüssigen Luft fort, selbst wenn das Gefäss Zimmertemperatur angenommen hatte. Das Annähern der Kapsel mit Radiumbromid verstärkt jedesmal die Phosphoreszenz. Bei Berühren des Gefässes mit der Hand leuchtet das Gas in ihm auf.

11. Das Gefäss wird bei Zimmertemperatur der Entladung des Induktors ausgesetzt. (Der Draht ist mit dem negativen Induktorpol verbunden.) Das Glas beginnt zu leuchten und nach Aufhören der Wirkung des Induktors setzt die Phosphoreszenz fort. In diesem Zustand wird das Gefäss in flüssige Luft gebracht. Beim Einsenken in die flüssige Luft entsteht Phosphoreszenz auf verschiedenen Stellen der Oberfläche des Glases und bald darauf, wenn das Gefäss die Temperatur der flüssigen Luft angenommen hat, erlischt die Phosphoreszenz. Nimmt man nun das Gefäss aus der flüssigen Luft, so beobachtet man von neuem ein helles intensives Aufleuchten der Oberfläche des Glases des Gefässes und auch des Gases in demselben.

Nähert man die Hand dem aus der flüssigen Luft gehobenen Gefässe, d. h. erwärmt man dasselbe, so wird ein solches Aufleuchten sofort hervorgerufen. Die obigen Erscheinungen kann man mehrere Male wiederholen, indem man das Gefäss abwechselnd in die flüssige Luft senkt und aus derselben heraushebt.

12. Das Gefäss wurde bei der Temperatur der flüssigen Luft einer negativen intermittierenden Elektrisierung durch das Induktorium unterworfen. Dann wurde das Induktorium ausser Gang gesetzt und das Gefäss in der flüssigen Luft gelassen. Nach einer ziemlich langen Zeit erlosch die Phosphoreszenz fast gänzlich. Dann wurde das Gefäss aus der flüssigen Luft gehoben; die Phosphoreszenz nahm allmählich an Intensität zu und wurde schliesslich ziemlich hell. Das Gefäss wurde wieder in flüssige Luft versenkt; die Phosphoreszenz verschwand von neuem fast gänzlich. Das Gefäss wurde herausgehoben: die Phosphoreszenz wurde wieder ziemlich hell. So konnte man die Intensität der Phosphoreszenz mehreremal verändern. Die hier beschriebene Erscheinung erinnert an die Experimente von Curie mit der Kondensation der Emanation des Radiums.

In Anbetracht dessen wäre vielleicht der Gedanke nicht unwahrscheinlich, dass unter dem Einflusse der elektrischen Erregung die Atome des Drahtes in der evakuierten Röhre gleichsam in einen Zustand des Zerfalles, der Desagregation verfallen, vielleicht ähnlich dem, in welchem sich die Atome des Radiums fortwährend befinden, so dass dieser Draht ausser den positiven und negativen Ionen noch ein Etwas von sich giebt, welches vielleicht der Emanation des Thorium und Radium ähnelt, und sich bei sehr niedrigen Temperaturen kondensiert.

Physik. Institut d. Petersburger Universität, den 11./24. Dezember 1903.

(Eingegangen 31. Dezember 1903.)

Über Elektrizitätszerstreuung in der freien Luft.

Von P. Bonifaz Zölss.

In der Zeit vom 6. Dezember 1901 bis 30. April 1903 wurde vom Herrn Sternwartedirektor P. Franz Schwab in Kremsmünster ein reiches luftelektrisches Beobachtungsmaterial, das eine fortlaufende Reihe von 2867 Messungen der Elektrizitätszerstreuung in der freien Luft umfasst, gesammelt. Die Beobachtungen wurden mit einem Elster- und Geitelschen Zerstreuungsapparat an einem Fenster des II. Stockwerkes der Sternwarte, 11,6 m über dem Erdboden, ausgeführt. Der Schutzcylinder wurde stets beibehalten. Ausser den regelmässigen Mittagsbeobachtungen, die täglich in der Zeit von 11 bis 1^h vorgenommen wurden, liegt noch eine längere Reihe von stündlichen Messungen vor, die hauptsächlich in die Wintermonate 1902/3 fallen und zur Bestimmung der täglichen Periode der Zerstreuung dienen.

Im folgenden sollen die Resultate dieser Beobachtungen, die ich an anderer Stelle[1]) ausführlicher behandelt habe, kurz mitgeteilt werden.

Das aus 659 Mittagsbeobachtungen gebildete Jahresmittel der Elektrizitätszerstreuung beträgt 1,32 und stimmt mit dem von Elster und Geitel[2]) für Wolfenbüttel gefundenen Werte (1,33) nahezu vollständig überein. Die Extreme der beobachteten Einzelwerte sind 5,83 (bei Föhn) und 0,14 (bei Nebel).

Die jährliche Schwankung zeigt eine Amplitude von 57 Proz. des Mittelwertes; das Maximum liegt für positive Zerstreuung im April, für negative im Juni, das Minimum liegt für beide Arten der Elektrizität im Januar.

Der tägliche Verlauf der Zerstreuung ist in der folgenden Tabelle I gegeben.

Die meisten Beobachtungen fallen auf die Tagesstunden von $6^h a$ bis $9^h p$; die Nachtbeobachtungen wurden nur hie und da ausgeführt und dienen bloss zu einer ungefähren Orientierung über den nächtlichen Verlauf der Zerstreuung. Die Zahlen für q sind die Quotienten der Gesamtmittel von a_- und a_+.

Die Zerstreuung zeigt sonach in den Wintermonaten eine doppelte tägliche Periode; das Hauptmaximum liegt in den ersten Nachmittagsstunden, das sekundäre Maximum in den Nachtstunden. Die beiden Minima, die im Gesamtmittel zwischen 6^h und 7^h früh und 7—8^h abends liegen, scheinen in den einzelnen Monaten ihre Lage je nach der Zeit des Sonnenaufganges und Sonnenunterganges zu ändern; im allgemeinen kann man sagen, sie treten um Sonnenaufgang und etwas nach Sonnenuntergang ein. Ein Vergleich der Beobachtungen mit den gleichzeitig herrschenden Luftbewegungen zeigt, dass jene Tage, an welchen ein starkes Nachtmaximum der Zerstreuung beobachtet wurde, auch ein starkes Nachtmaximum der Windstärke aufweisen, so dass ein kausaler Zusammenhang zwischen beiden Erscheinungen naheliegt.

In den Sommermonaten 1903 wurden mehrmals bei günstigster Witterung und Windstille 24stündige Beobachtungen gemacht; dieselben ergaben eine der Hauptsache nach einfache tägliche Periode mit einem Maximum um $1^h p$

1) Wiener Berichte 1903, S. 1117.
2) Elster und Geitel, Wiener Berichte 1902, S. 950.

Tabelle I.

		1h	2h	3h	4h	5h	6h	7h	8h	9h	10h	11h	12h
Vormittag	a_-	1,08	—	1,10	—	0,90	0,74	0,72	0,81	0,98	1,07	1,13	1,24
	a_+	0,82	—	0,96	—	0,75	0,71	0,61	0,73	0,76	0,88	0,90	1,06
	q	1,32	—	1,14	—	1,20	1,04	1,18	1,11	1,29	1,23	1,25	1,17
Nachmittag	a_-	1,33	1,31	1,28	1,13	1,02	0,89	0,79	0,78	0,75	1,03	1,33	—
	a_+	1,12	1,14	1,08	0,94	0,85	0,77	0,65	0,61	0,63	0,81	1,16	—
	q	1,19	1,15	1,19	1,20	1,20	1,16	1,22	1,28	1,19	1,27	1,15	—

Tabelle II.

		12—1h	1—2h	2—3h	3—4h	4—5h	5—6h	6—7h	7—8h	8—9h	9—10h	10—11h	11—12h
Vormittag	q	—	—	—	—	1,19	1,12	1,21	1,30	**1,35**	1,28	1,27	1,26
	$\frac{\partial V}{\partial n}$	83	76	73	75	85	102	118	123	135	**139**	138	136
Nachmittag	q	1,33	1,23	1,20	1,24	1,36	1,35	1,32	**1,40**	1,36	1,29	1,27	—
	$\frac{\partial V}{\partial n}$	141	147	147	141	138	145	**155**	147	133	121	109	94

und einem Minimum in den ersten Morgenstunden.

In weitaus den meisten Fällen ist die negative Zerstreuung grösser als die positive. Der Quotient der Jahresmittel von a_- und a_+ ist 1,18; die Extreme der beobachteten Einzelwerte von q sind 0,31 und 8,25. Während der Sommermonate ist q im Durchschnitt kleiner als im Winter.

Der tägliche Verlauf von q schwankt sehr stark, besonders in den Einzelwerten. Auch die in der Tabelle I gegebenen Quotienten der Mittelwerte von a_- und a_+ lassen eine regelmässige tägliche Periode von q nicht mit Sicherheit erkennen.

Greift man jedoch aus allen Beobachtungen jene von ungestörten, niederschlagsfreien Tagen heraus — ich thue dies nachträglich nach dem Beispiele der unterdessen erschienenen Arbeit von A. Gockel[1]) —, so erhält man die folgende aus 515 Beobachtungspaaren abgeleitete Tabelle II, in der q nicht wie früher der Quotient der Mittelwerte von a_- und a_+ ist, sondern der Mittelwert der Quotienten q selbst. Dabei wurden die extrem hohen Werte von q, die grösser als 4,00 sind, als zu stark störend ausgeschieden. Zum Vergleich sind auch die Mittelwerte des Potentialgefälles für heitere oder wenigstens niederschlagsfreie Wintertage in V/m, reduziert auf die Ebene, beigefügt.

Aus Tabelle II ist zu entnehmen, dass q an ungestörten Tagen eine deutliche doppelte tägliche Periode hat, die mit dem täglichen Verlaufe des Potentialgefälles in ganz auffallender Weise übereinstimmt.[1]) Die Maxima liegen zwischen 8 und $9^h a$, und zwischen 7 und $8^h p$, das Hauptminimum ca. 5^h früh, ein sekundäres Minimum in den ersten Nachmittagsstunden. Dabei aber muss betont werden, dass dieser regelmässige Verlauf sich hauptsächlich in den Mittelwerten zeigt, während die Einzelwerte oft sehr stark schwanken. — Wiederholt finden sich sprunghaft auftretende extrem hohe Werte von q, besonders in den Morgen- und Abendstunden, ohne dass die übrigen gleichzeitigen meteorologischen Elemente eine bestimmte Ursache dieser Erscheinung erkennen liessen.

Ein Vergleich von q mit dem gleichzeitig beobachteten Potentialgefälle ergab, dass q mit dem Potentialgefälle zunimmt.

Potentialgefälle:	50—75	75—100	100—125	125—150	150—175	175—200 $\frac{V}{m}$
$q = \frac{\Sigma a_-}{\Sigma a_+}$:	1,14	1,13	1,19	1,28	1,54	1,42

Um den Einfluss des Potentialgefälles auf die Zerstreuung weiter zu prüfen, wurden auch auf der obersten Plattform der Sternwarte (50 m über dem Erdboden) Zerstreuungsmessungen ausgeführt, die bei einem oben herrschenden Potentialgefälle von ca. 500 V/m einen aus 47 Beobachtungspaaren abgeleiteten Mittelwert $q = 1,85$ ergaben. Wie der Vergleich mit den Beobachtungen am gewöhnlichen Standort des Apparates zeigt, wird die Steigerung von q durch ein Ansteigen von a_- bei konstant bleibendem a_+ verursacht.

Bei negativem Potentialgefälle ist q gewöhnlich kleiner als 1; dies ist besonders der Fall während des Fallens von Niederschlägen, die von negativem Potentialgefälle begleitet sind; Niederschläge mit positivem Potentialgefälle bewirken ein bedeutendes Ansteigen von q. An

1) A. Gockel, diese Zeitschrift 4, 871, 1903.

1) Vgl. A. Gockel, l. c.

nebeligen Tagen ist die Zerstreuung beider Arten der Elektrizität, besonders aber der positiven sehr gering, q daher hoch (Mittel 1,51). — Einige Beobachtungen im Keller der Sternwarte ergeben ein bedeutendes Überwiegen der positiven Zerstreuung, also eine stärkere negative Ionisierung der Kellerluft.

Was umgekehrt den Einfluss der Zerstreuung auf das Potentialgefälle anbelangt, so zeigt sich, dass das Potentialgefälle mit zunehmender Zerstreuung abnimmt und sich asymptotisch einem unteren Grenzwerte nähert, der ungefähr durch die an heiteren Sommertagen beobachteten Werte des Potentialgefälles gegeben ist; ein Absinken des Potentialgefälles unter diese untere Grenze kann nicht mehr dem Einfluss der Elektrizitätszerstreuung zugeschrieben werden. Der Zusammenhang kommt jedoch hauptsächlich erst in den Mittelwerten zum Ausdruck, die wir im folgenden wiedergeben.

Zerstreuung	Potentialgefälle V/m
0,00—0,25	190
0,26—0,50	164
0,51—0,75	132
0,76—1,00	111
1,01—1,25	98
1,26—1,50	93
1,51—1,75	99
1,76—2,00	84
2,01—2,25	82
2,26—2,50	82
über 2,50	68

Da Kremsmünster auch eine meteorologische und erdmagnetische Station ist, bot sich die Gelegenheit, die Elektrizitätszerstreuung mit allen übrigen meteorologischen Elementen zu vergleichen. Die Resultate dieses Vergleiches sind kurz die folgenden:

Die Elektrizitätszerstreuung zeigt eine weitgehende Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit; einer Zunahme der Windgeschwindigkeit um 1 km pro Stunde entspricht bei mittlerer Windstärke im Durchschnitt eine vierprozentige Steigerung der Zerstreuungswerte. Dieser ausgiebige Einfluss der Windstärke ergiebt sich nicht etwa erst bei der Mittelbildung, sondern ist in der Regel schon aus den Einzelbeobachtungen ersichtlich, so dass man an Tagen mit heftigen Luftbewegungen mit ziemlicher Sicherheit hohe Zerstreuungswerte erwarten kann. Bei föhnartigem Wind wurden ungewöhnlich hohe Werte gefunden. Ein Einfluss der Windrichtung erscheint nicht wahrscheinlich; ebenso konnte ein Zusammenhang der Zerstreuung mit dem Barometerstand nicht konstatiert werden.

Im allgemeinen ist die Zerstreuung um so grösser, je reiner und durchsichtiger die Luft ist; doch wird diese Beziehung sehr häufig durch andere Einflüsse, besonders die Windgeschwindigkeit, überwogen. Sehr starke Lufttrübung ist jedoch stets von durchgreifender Wirkung.

Unverkennbar ist die Beziehung der Elektrizitätszerstreuung zur Sonnenstrahlung. Die Zerstreuung ist an sonnigen Tagen grösser als an bewölkten und wächst mit wachsender photochemischer und thermischer Strahlung.

Auf denselben Zusammenhang weist auch der deutliche Gang der Zerstreuung mit der Temperatur hin. Nach einer aus 1422 Einzelbeobachtungen abgeleiteten Tabelle ist die Zunahme der Zerstreuung mit der Temperatur angenähert linear. Als eine weitere Folge dieses Zusammenhanges könnte es auch angesehen werden, dass sich im Durchschnitt um so grössere Zerstreuungswerte ergeben, je grösser der Dampfdruck und je geringer die relative Feuchtigkeit ist.

Eine auffallende Beziehung zeigt sich zwischen der Zerstreuung und den Amplituden der täglichen Schwankungen der erdmagnetischen Deklination, wie die folgenden Zahlen erkennen lassen:

Amplitude in Bogenminuten	Zerstreuung
0,00—1,00	0,82
1,01—2,00	1,15
2,01—3,00	1,15
3,01—4,00	1,20
4,01—5,00	1,39
5,01—6,00	1,41
6,01—7,00	1,49
über 7,00	1,53

Der in diesen Zahlen zum Ausdruck kommende parallele Verlauf der beiden Elemente scheint auf Vertikalströme als die Ursache der täglichen Deklinationsschwankungen hinzudeuten; gleichwohl könnte auch die Sonnenstrahlung die gemeinsame primäre Ursache beider Variationen sein.

Die jährliche Variation der Amplituden der täglichen Deklinationsschwankungen und die jährliche Periode der Zerstreuung sind identisch und auch die tägliche Periode der Zerstreuung und der erdmagnetischen Deklination zeigen nicht geringe Ähnlichkeiten.

Zwischen erdmagnetischer Intensität und Luftelektrizität konnte eine einfache Beziehung nicht bemerkt werden.

Wien, Januar 1904.

(Eingegangen 5. Januar 1904.)

Kann sich ein Elektron mit Lichtgeschwindigkeit bewegen?

(Vorläufige Mitteilung; Fortsetzung der Mitteilung in Jahrgang **4**, 848, 1903.)

Von P. Hertz.

Setzt man in den Formeln, die für die Energie[1]) und den Impuls[2]) eines von jeher stationär bewegten Elektrons gelten, die Geschwindigkeit des Elektrons gleich der des Lichtes, so findet man, dass diese Grössen unendlich werden. Stationäre Bewegung eines Elektrons mit Lichtgeschwindigkeit ist also unmöglich. Das schliesst aber nicht aus, dass ein Elektron in anderer Weise die Lichtgeschwindigkeit erreichen kann. Im folgenden soll an einem Beispiele gezeigt werden, dass in der Tat diese Möglichkeit vorliegt. Wir werden finden, dass eine endliche Kraft ausreicht, um ein Elektron plötzlich aus der Ruhe heraus mit Lichtgeschwindigkeit fortzuschleudern und eine endliche Zeit in dieser zu erhalten. Doch wird sich dieser Fall als Spezialfall eines allgemeineren darstellen lassen, der zunächst besprochen werden soll und der in unmittelbarem Zusammenhange mit meiner vorigen Mitteilung steht.

In dieser wurde die Energie- und Impulsstrahlung eines springenden Elektrons behandelt. Wir wollen jetzt die Vorgänge bei einem Geschwindigkeitssprunge näher betrachten.

Man könnte versucht sein, nach Analogie der Mechanik anzunehmen, dass eine solche Geschwindigkeitsunstetigkeit von einer momentan wirkenden unendlichen Kraft hervorgerufen wird. So verhält es sich hier aber nicht. Der Geschwindigkeitssprung giebt nämlich Veranlassung zur Bildung einer Wellenzone von der Breite $2a$ des Elektronendurchmessers, die mit der Geschwindigkeit c des Lichtes in den Äther hinaus eilt. Völlig ausgebildet hat sich die Welle erst zur Zeit $\frac{a}{c}$ nach dem Stosse. Die Gegenkraft der Welle muss durch eine äussere Kraft K aufgehoben werden, damit die im Geschwindigkeitssprung erworbene Geschwindigkeit vom Elektron weiter behauptet werden kann. Zur Zeit $\frac{2a}{c+q}$ nach dem Stosse, unter q die Geschwindigkeit des Elektrons nach dem Sprunge verstanden, ist die Welle zum Teil über das Elektron weggeglitten. Von jetzt an befolgt die Kraft K ein anderes Gesetz. Aber erst zur Zeit $\frac{2a}{c-q}$, wenn die Wellenzone ganz über das Elektron hinweggeglitten ist, ist keine Kraft mehr zur Erhaltung der Bewegung erforderlich. Denn im Innern der Wellenzone entspricht das Feld ganz dem Felde eines stationär bewegten Elektrons, und in einem solchen bedarf es keiner Kraft, um die Bahngeschwindigkeit des Elektrons zu erhalten.[1]) Der ganze Vorgang spielt sich also innerhalb der im allgemeinen sehr kurzen Zeit $\frac{2a}{c-q}$ ab und die Kraft ist nicht momentan und nicht unendlich anzunehmen. Zunächst kann man nun nach dem Zeitintegral der Kraft

$$\int_0^{\frac{2a}{c-q}} K dt$$

fragen. Diese Frage wurde durch meine vorige Untersuchung beantwortet. Da nach Herrn M. Abraham[2]) $K = \frac{dG}{dt}$ ist, wo G die Bewegungsgrösse bedeutet, so hat das obige Integral den Wert $G_2 + G_{12} - G_1$. Die Formeln für diese Grössen findet man bei Herrn M. Abraham[3]) und in meiner erwähnten Mitteilung.[4])

Es erscheint aber wünschenswert, die Kraft K selbst zu kennen. Indem wir der grösseren Einfachheit halber die Geschwindigkeit vor dem Sprunge $= 0$ setzen, gelangen wir zur folgenden Aufgabe:

Ein Elektron soll für Zeiten $t < 0$ ruhen, für Zeiten $t > 0$ die Geschwindigkeit q besitzen, wo q kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sei. Wie muss während der Zeit 0 bis $\frac{2a}{c-q}$ die Kraft K als Funktion der Zeit t angenommen werden, damit der Geschwindigkeitssprung hervorgebracht, und die Geschwindigkeit aufrecht erhalten werden kann?

§ 1. Die Methode.

Zur Berechnung der Kraft K müssen wir die Feldstärken in der Welle für die Zeit berechnen, wo diese sich noch nicht vom Elektron losgelöst hat. Dieser Weg würde aber zu einer höchst verwickelten Rechnung führen; denn die Ausdrücke für die Feldstärken in der Welle sind von bedeutend komplizierterer Bauart, wenn diese sich noch in der Nähe des Elektrons befindet, als wenn sie bereits in unendlicher Entfernung ihre endgültige Form angenommen hat. Es ist also eine Methode zu suchen, mittels deren man die Kenntnis des nahen Feldes umgehen kann und nur im Unendlichen zu operieren braucht. Eine solche werde im folgenden gegeben.

---

1) G. F. Searle, Phil. Mag. (5) 44. S. 340. 1897.
2) M. Abraham, Ann. d. Phys. **10**, 147, 1903.

1) M. Abraham, l. c. S. 162.
2) l. c. Formel VIIa.
3) l. c. Formel 15a.
4) Formel 3 und 3a.

Aus Gründen der Symmetrie weist die Kraft parallel der Bewegungsrichtung. An Stelle der Kraft K wollen wir nun zunächst die Energie W als Funktion der Zeit t darzustellen suchen. Damit haben wir dann auch unser Problem gelöst, da nach dem Energieprinzip

$$qK = \frac{dW}{dt} \tag{1}$$

ist.[1])

Diese Gleichung ist uns von doppeltem Nutzen. Erstens gestattet sie nämlich, wenn W als Funktion von t gegeben ist, K als Funktion von t zu berechnen, zweitens ziehen wir einen wichtigen Schluss aus ihr. Wir können in ihr $q = 0$ setzen und finden, dass dann $\frac{dW}{dt} = 0$ wird. Also gilt der Satz:

Wenn ein Elektron mit ganz beliebiger Vorgeschichte plötzlich gehemmt wird, so bleibt vom Augenblick der Hemmung an die Gesamtenergie erhalten.[2])

Diesen Satz wenden wir auf unser Problem an. Gesucht wird die zur Zeit t vorhandene Energie $W(t)$. Wir denken uns nun den Vorgang abgeändert und das Elektron zur Zeit t, statt weiter bewegt, plötzlich gehemmt. Unserm Satze zufolge wird vom Augenblicke der Hemmung an die Energie erhalten und bleibt immer $= W(t)$. Warten wir noch eine hinreichend grosse Zeit T nach der Hemmung, so lässt sich der abgeänderte Vorgang nach den Formeln für die Strahlung diskutieren. Zur Zeit T besteht die Energie aus der elektrostatischen des ruhenden Elektrons und der ausgestrahlten Energie. Die Summe der beiden Energien ergiebt die Energie vor der Hemmung und diese ist wiederum gleich der gesuchten Energie $W(t)$.

Die beim abgeänderten Vorgang ausgestrahlte Energie hat ihren Sitz in zwei Wellenzonen, die sich überdecken können. Als erste Wellenzone wollen wir die zur Zeit 0 durch die Fortschleuderung, als zweite die zur Zeit t durch die Hemmung entstandene bezeichnen. Die Mittelpunkte der beiden Wellenerregungen haben die Entfernung qt. Wir nehmen T so gross an, dass die Radien der Zonen gross gegen ihre Breiten sind. Man braucht jetzt nur die Feldstärken in den beiden Zonen zu berechnen, diese zusammenzusetzen und hieraus die Energie der Strahlung zu berechnen, um zur Lösung der gestellten Aufgabe zu gelangen.

Es versteht sich von selbst, dass die angegebene Methode anwendbar bleibt, wenn für einen beliebigen Geschwindigkeitssprung auch wo $q_1 \neq 0$ ist, die Kraft berechnet werde

Nur lässt sie sich auf den Fall $q_2 = 0$ ohne weiteres anwenden.

1) M. Abraham, l. c. Formel 6.
2) Vergl. auch die Formel 5 der vorigen Mitteilung.

§ 2. Die drei Stadien.

Wenn eine Welle sich weit fortgepflanz so stehen in jedem ihrer Punkte die elektri und magnetischen Feldstärken senkrecht der Verbindungslinie dieses Punktes mit Wellenerregungspunkt. Dort nun, wo sich sere beiden Zonen überdecken, haben wir solche Verbindungslinien, eine nach jedem beiden Erregungspunkte, die aber wegen grossen Entfernung der Welle als parallel zusehen sind. Daher sind auch die Feldstä der beiden Zonen parallel und eine einf Addition resp. Subtraktion genügt, um die samtfeldstärke zu erhalten.

Um wieviel sind aber die beiden Zone radialer Richtung gegeneinander verschob Offenbar hängt die Grösse der Verschiebu die wir mit Δ bezeichnen wollen, erstens der Zeit t ab, zweitens von dem Winkel ω, die erwähnte Verbindungslinie mit der schwindigkeitsrichtung des Elektrons bil Wegen ihrer späteren Entsendung ist die zw Zone in radialer Richtung um die Grösse gegen die erste im Rückstand; dass aber Ausgangspunkt von demjenigen der ersten qt entfernt ist, verschafft ihr einen Vorspru von der Grösse $qt \cos \omega$. Im ganzen hat erste Welle einen Vorsprung $\Delta = ct - qt \cos$ oder es ist

$$\Delta = ct\,(1 - \beta \cos \omega),$$

wenn $\beta = \frac{q}{c}$ gesetzt ist.

Es ist nun zweckmässig, als Zeiteinheit nic die Sekunde, sondern die Zeit $\frac{a}{c}$ zu wähle Bezeichnen wir die so gemessene Zeit mit so dass also

$$a\mathfrak{t} = ct$$

und $\mathfrak{t}$ eine reine Zahl ist, so wird

$$\Delta = a\mathfrak{t}\,(1 - \beta \cos \omega).$$

Wenn $\mathfrak{t} < \frac{2}{1+\beta}$ ist, so gehört, wie (4) lehrt zu jedem ω eine Verschiebung Δ, die kleine als $2a$ ist. Das bedeutet, dass dann für jede ω ein Übereinandergreifen der Zonen stattfindet Das Zeitintervall von $\mathfrak{t} = 0$ bis $\mathfrak{t} = \frac{2}{1+\beta}$ nennen wir das erste Stadium. Wurde also das Elektron im ersten Stadium gehemmt, so bekommt man nachher zur Zeit T vollständig zusammenhängende Wellenzonen.

Ist dagegen $\frac{2}{1+\beta} < \mathfrak{t} < \frac{2}{1-\beta}$, so wird

nach (4) für einige ω die Verschiebung Δ kleiner als $2a$, für andere grösser sein. Die Wellenzonen überdecken sich teilweise, sind aber teilweise losgelöst. Nennt man Ω den Winkel, für den die losgelösten und die verknoteten Teile ineinander übergehen, so bestimmt sich $\cos\Omega$ aus

$$2a = a\mathrm{t}\,(1-\beta\cos\Omega), \text{ so dass}$$

$$\cos\Omega = \frac{\mathrm{t}-2}{\mathrm{t}\beta} \tag{5}$$

ist. Wir nennen das Zeitintervall von $\mathrm{t} = \frac{2}{1+\beta}$ bis $\mathrm{t} = \frac{2}{1-\beta}$ das zweite Stadium. Wurde das Elektron im zweiten Stadium gehemmt, so bekommt man nachher zur Zeit T Zonen, die teilweise ineinander übergreifen, teilweise getrennt sind. Der Grenzwinkel Ω ist nach (5) für den Anfang des zweiten Stadiums π für das Ende 0.

Ist endlich $\mathrm{t} > \frac{2}{1-\beta}$, so liefert (4) nur Verschiebungen, die grösser als $2a$ sind. Dann liegt völlige Trennung vor. Wir nennen das Zeitintervall von der Zeit

$$\mathrm{t} = \frac{2}{1-\beta} \text{ bis } \mathrm{t} = \infty$$

das dritte Stadium. Wurde also das Elektron im dritten Stadium gehemmt, so erhält man zur Zeit T völlig getrennte Zonen.

Auf diese Einteilung in 3 Stadien wurden wir schon in der Einleitung aus andern Erwägungen geführt.

§ 3. Berechnung der Energie und Kraft.

Die Energie der isolierten Zonen, die zum dritten Stadium gehören, hat einen von der Zeit t unabhängigen Wert, der durch die Formel (14) meiner vorigen Mitteilung bestimmt wird. Hieraus folgt nach (1):

Im dritten Stadium bedarf das Elektron zur Aufrechterhaltung seiner Geschwindigkeit keiner Kraft mehr, ein Resultat, das wir schon im Eingange auf anderem Wege fanden.

Anders im ersten und zweiten Stadium. Die Energie der zum zweiten Stadium gehörigen Wellen hängt von den Verschiebungen Δ, diese nach (4) wieder von t ab. Die Überdeckung der Zonen bewirkt eine Verringerung der Energie, da die Feldstärken der beiden Zonen entgegengesetzt gerichtet sind. Die Rechnung geschieht am besten so, dass man die Energieverminderung an jedem Punkte berechnet, integriert und das Integral von der vollen Energie nicht überdeckten Wellen subtrahiert. Hierzu kommt noch die elektrostatische Energie des nach der Hemmung ruhenden Elektrons. Alles zusammen ergibt die gesuchte Energie $W(\mathrm{t})$.

Zur Ausführung der Rechnung brauchen wir die Formeln für die Feldstärken der durch Stösse erzeugten Wellen. Diese kann man mit Hilfe der Zerlegung in „werdende Elektronen"[1]) und mittels der Potentiale der Elektronentheorie berechnen. Man findet im Falle gleichmässiger Volumenladung für die absoluten Werte $|\mathfrak{E}|$ und $|\mathfrak{H}|$ der elektrischen und magnetischen Feldstärken:

$$|\mathfrak{E}| = |\mathfrak{H}| = \frac{\varrho\pi(a^2-\nu^2)}{r(1-\beta\cos\omega)}\beta\sin\omega, \tag{6}$$

wo ϱ die Raumdichte der Ladung, r den Abstand des Aufpunkts vom Wellenerregungspunkt bedeutet, und ν die Entfernung des Aufpunkts von der Fläche, die im gleichen Abstand von den die Wellenzone begrenzenden Kugelschalen verläuft.

Setzen wir die Gesamtladung $= e$, so liefert die Integration für das erste Stadium die Energie:

$$W_{\mathrm{I}} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{a} + \frac{e^2}{a}\beta^2\mathrm{t}^2\left\{1 - \frac{1}{2}\mathrm{t} + \frac{1}{40}\mathrm{t}^3\left(1+\frac{3}{5}\beta^2\right)\right\} \tag{7}$$

Im zweiten Stadium ist die Energie:

$$W_{\mathrm{II}} = \frac{6}{5}\frac{e^2}{a}\left\{\frac{1}{\beta}\,ln\,\frac{1+\beta}{2} - \frac{1}{2}\right\} + \frac{31}{25}\frac{e^2}{a\beta}$$
$$+\frac{e^2}{a\beta}\left\{\begin{array}{l} \frac{1}{2}\mathrm{t}^{-1} + \frac{6}{5}\,ln\,\mathrm{t} + \left(-\frac{9}{4}\gamma + \frac{9}{8}\gamma^2\right)\mathrm{t}^1 + \\ \left(\frac{3}{4}\gamma^2 - \frac{1}{2}\gamma^3\right)\mathrm{t}^2 + \left(-\frac{1}{8}\gamma^3 + \right. \\ \left.\frac{3}{32}\gamma^4\right)\mathrm{t}^3 + \left(\frac{3}{1600}\gamma^5 - \frac{1}{640}\gamma^6\right)\mathrm{t}^5 \end{array}\right\} \tag{8}$$

wo $\gamma = 1-\beta$ gesetzt ist.

Für das dritte Stadium ist die Energie:

$$W_{\mathrm{III}} = \frac{6}{5}\frac{e^2}{a}\left\{\frac{1}{\beta}\,ln\,\frac{1+\beta}{1-\beta} - \frac{3}{2}\right\}. \tag{9}$$

Es ist nicht schwer, sich davon zu überzeugen, dass sich W_{I}, W_{II} und W_{III}, in den Übergangszeitpunkten stetig aneinander schliessen, was von vornherein zu erwarten war.

Aus (7), (8), (9), (1) und (3) folgt für die Kraft im ersten, zweiten und dritten Stadium.

$$K_{\mathrm{I}} = \frac{1}{8}\frac{e^2}{a^2}\beta\mathrm{t}\left\{16 - 12\mathrm{t} + \mathrm{t}^3\left(1+\frac{3}{5}\beta^2\right)\right\} \tag{10}$$

$$K_{\mathrm{II}} = \frac{e^2}{a^2\beta^2}\left\{\begin{array}{l} -\frac{1}{2}\mathrm{t}^{-2} + \frac{6}{5}\mathrm{t}^{-1} + \left(-\frac{9}{4}\gamma + \right. \\ \left.\frac{9}{8}\gamma^2\right)\mathrm{t}^0 + \left(\frac{3}{2}\gamma^2 - \gamma^3\right)\mathrm{t}^1 + \\ \left(-\frac{3}{8}\gamma^3 + \frac{9}{32}\gamma^4\right)\mathrm{t}^2 + \left(\frac{3}{320}\gamma^5\right. \\ \left. -\frac{1}{128}\gamma^6\right)\mathrm{t}^4 \end{array}\right\} \tag{11}$$

$$K_{\mathrm{III}} = 0. \tag{12}$$

1) Natürlich ist eine Lösung der Maxwellschen Gleichungen nur aus der Summe der Potentiale der werdenden Elektronen zu erhalten. Das einzelne Potential des werdenden Elektrons liefert, weil dieses nicht der Kontinuitätsbedingung genügt, auch

Man kann leicht feststellen, dass K sowohl als auch $\frac{dK}{dt}$ sich an der Grenze vom ersten und zweiten und an der Grenze vom zweiten und dritten Stadium stetig aneinander anschliessen. K als Funktion von t graphisch dargestellt, zeigt also nirgends einen Sprung oder Knick.

Aus den Formeln 7 bis 9 kann man auch die Formeln für den Impuls ableiten. Die Gleichung[1] $q\frac{dG}{dt} = \frac{dW}{dt}$ ergiebt integriert:

$$G = \frac{1}{\beta c}(W - W_0), \tag{13}$$

wo $W_0 = \frac{3}{3}\frac{e^2}{a}$ die gewöhnliche elektrostatische Energie eines ruhenden Elektrons ist. Es ist also:

$$G_I = \frac{e^2}{ac}\beta t^2\left\{1 - \frac{1}{2}t + \frac{1}{40}t^3\left(1 + \frac{3}{5}\beta^2\right)\right\} \tag{14}$$

$$\begin{aligned} G_{II} = {} & \frac{6}{5}\frac{e^2}{ac\beta}\left\{\frac{1}{\beta}\ln\frac{1+\beta}{2} - 1\right\} + \frac{31}{25}\frac{e^2}{ac\beta^2} \\ & + \frac{e^2}{ac\beta^2}\left\{\begin{aligned} & \frac{1}{2}t^{-1} + \frac{6}{5}\ln t + \left(-\frac{9}{4}\gamma + \frac{9}{8}\gamma^2\right)t^1 \\ & + \left(\frac{3}{4}\gamma^2 - \frac{1}{2}\gamma^3\right)t^2 + \left(-\frac{1}{8}\gamma^3 + \right. \\ & \left.\frac{3}{32}\gamma^4\right)t^3 + \left(\frac{3}{1600}\gamma^5 - \right. \\ & \left.\frac{1}{640}\gamma^6\right)t^5 \end{aligned}\right\} \end{aligned} \tag{15}$$

$$G_{III} = \frac{6}{5}\frac{e^2}{ac\beta}\left\{\frac{1}{\beta}\ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\right\}. \tag{16}$$

§ 4. Kleine Geschwindigkeiten.

Von grösserem Interesse als die allgemeinen Formeln sind zwei Grenzfälle. Erstens wollen wir β sehr klein annehmen. Dann wird aus (10)

$$K = \frac{1}{8}\frac{e^2}{a^2}\beta t(16 - 12t + t^3). \tag{17}$$

Da nun die rechte Seite von (17) für $t = 2$ verschwindet, andrerseits die Dauer des zweiten Stadiums, das von der Zeit $\frac{2}{1+\beta}$ bis $\frac{2}{1-\beta}$ währt, sehr gering ist, so ist es erlaubt, den Vorgang so aufzufassen, als ob während der Zeit o bis 2 eine Kraft wirkt, die durch Formel (17) gegeben ist. Eine andere Form für (17) ist

$$K = \frac{1}{8}\frac{e^2}{a^2}\beta t(t+4)(t-2)^2. \tag{18}$$

Wir wollen uns $\frac{K}{\beta}$ als Funktion von t graphisch dargestellt denken. Unsere Kurve unter einem spitzen Winkel an, hat bei $t = \sqrt{}$ ein Maximum, sinkt dann wieder, ha $t = \sqrt{2}$ einen Wendepunkt, und endet bei mit horizontaler Tangente auf der Abszissen: Der Maximalwert der Kraft beträgt un; $0{,}7\frac{e^2}{a^2}\beta$.

§ 5. Lichtgeschwindigkeit.

Einen zweiten Grenzfall bekommen wi der Annahme der Lichtgeschwindigkeit, wenn wir überall $\beta = 1$ und $\gamma = 0$ setzen. beziehen sich zwar die bisherigen Ableitu nur auf den Fall $\beta < 1$ oder $\gamma > 0$. Ni destoweniger kann man untersuchen, wel Grenzwerte diese Formeln zustreben, wenn in ihnen zur Grenze $\beta = 1$ und $\gamma = 0$ über; Da zeigt sich nun, dass mit Ausnahme vo und (16) alle Formeln endliche Werte für Ene Kraft und Impuls liefern, und dass für sie Lichtgeschwindigkeit kein singulärer Fall Eine Singularität tritt indes auf ande Wege ein.

Das zweite Stadium dauert nämlich im gemeinen Fall von der Zeit $\frac{2}{1+\beta}$ bis zur $\frac{2}{1-\beta}$. Indem sich nun β der 1 nähert, w erstens die Dauer des zweiten Stadiums im länger, zweitens wird die am Ende des zwei Stadiums erreichte, d. i. die im dritten v handene Energie immer grösser, wie das Formel (9) zeigte. Für den Grenzfall $\beta=$ liefert (9) zwar einen unendlichen Energiewe aber in diesem Falle wird das dritte Stadiu gar nicht erreicht. Die Gleichung (9) komn ebenso wie die Gleichung (16) in Wegfall, u der Vorgang wird allein durch die auf die erst beiden Stadien bezüglichen Gleichungen b schrieben. In ihnen ist $\beta = 1$ und $\gamma = 0$ setzen, wodurch sie sich noch vereinfachen.

Es wird

$$W = \frac{e^2}{a}\left\{\frac{3}{5} + t^2 - \frac{1}{2}t^3 + \frac{1}{25}t^5\right\} \text{ für } t < 1 \tag{19}$$

$$W = \frac{e^2}{a}\left\{\frac{16}{25} + \frac{1}{2}t^{-1} + \frac{6}{5}\ln t\right\} \text{ für } t > 1 \tag{20}$$

$$K = \frac{e^2}{a^2}t\left\{2 - \frac{3}{2}t + \frac{1}{5}t^3\right\} \text{ für } t < 1 \tag{21}$$

$$K = \frac{e^2}{a^2}\left\{-\frac{1}{2}t^{-2} + \frac{6}{5}t^{-1}\right\} \text{ für } t > 1 \tag{22}$$

Man überzeugt sich leicht, dass für $t = 1$ W, K und $\frac{dK}{dt}$ stetig bleiben. Die maximale Kraft wird erreicht etwa bei $t = 0{,}8$ und beträgt ungefähr $0{,}7\cdot\frac{e^2}{a^2}$.

---

kein die Maxwellschen Gleichungen befriedigendes Feld. Demgemäss ist in der vorigen Mitteilung S. 848, Zeile 2 von unten, „Potentiale" statt „Lösungen" zu lesen. Wegen der Potentiale siehe: Lorentz, arch. néerl. (25) 1892, S. 479ff.

1) Abraham, l. c. S. 129 f. Formel VI und VIIa, resp. S. 135, 8b.

Hat t nun einen grossen Wert — was schon der Fall ist, wenn das Elektron eine Strecke von molekularer Dimension zurückgelegt hat —, so kommt nur wesentlich das höchste Glied in Betracht. Dann ist also

$$W = \frac{6}{5}\frac{e^2}{a}\, ln\, t \qquad (23)$$

$$K = \frac{6}{5}\frac{e^2}{a^2}\, t^{-1} \qquad (24)$$

$$G = \frac{6}{5}\frac{e^2}{ac}\, ln\, t \qquad (25)$$

Führen wir wieder gewöhnliche Zeiteinheiten ein, so wird für grosse t:

$$W = \frac{6}{5}\frac{e^2}{a}\, ln\frac{ct}{a} \qquad (26)$$

$$K = \frac{6}{5}\frac{e^2}{ac}\, t^{-1} \qquad (27)$$

$$G = \frac{6}{5}\frac{e^2}{ac}\, ln\frac{ct}{a} \qquad (28)$$

Für $t = \infty$ wird K asymptotisch $= 0$, W und G werden logarithmisch unendlich. Wir beantworten also die Frage, die wir uns gestellt haben, in dieser Weise:

Um einem Elektron plötzlich die Geschwindigkeit des Lichtes zu erteilen und diese Geschwindigkeit aufrecht zu erhalten, sind nur endliche Kräfte erforderlich. In jeder bestimmten endlichen Zeit nach dem Stosse sind Energie, Impuls und Kraft endlich. Mit unendlich wachsender Zeit werden Energie und Impuls logarithmisch unendlich, die Kraft nähert sich asymptotisch der Grenze Null.

Der treibenden äussern Kraft K entspricht eine mittlere äussere Feldstärke $\frac{K}{e}$. Selbst wenn man die Geschwindigkeit langsamer Kathodenstrahlen wählt, bekommt man Feldstärken, die die experimentell herzustellenden bei weitem übertreffen. Im Falle der Lichtgeschwindigkeit beträgt die maximale äussere Feldstärke etwa $0{,}7 \cdot \frac{e}{a^2}$, ist also etwas geringer als die an der Oberfläche der Elektronen herrschenden Feldstärken. Dass derartig intensive Felder im Radiummoleküle vorkommen, ist wohl nicht ausgeschlossen.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse, wenn man Flächenladung annimmt. Nur zeigt sich dann, dass im ersten Stadium die Kraft konstant ist. Es ist

$$K_I = \frac{e^2}{4a^2\beta^2}\left\{2\beta - (1-\beta^2)\, ln\frac{1+\beta}{1-\beta}\right\} \qquad (29)$$

$$K_{II} = \frac{e^2}{a^2\beta^2}\left\{\begin{matrix}\left(-\frac{3}{8} + \frac{1}{4}\beta + \frac{1}{8}\beta^2\right) + t^{-1} \\ + \frac{1}{4}(1-\beta^2)\, ln\frac{t(1-\beta)}{2} - \frac{1}{2}t^{-2}\end{matrix}\right\} \qquad (30)$$

$$K_{III} = 0. \qquad (31)$$

Für $\beta = 1$ und grosse t ist

$$K = \frac{e^2}{a^2}t^{-1} = \frac{e^2}{ac}t^{-1} \qquad (32)$$

Diese Formel ist von (24) bezw. (27) nur durch den Faktor $^5/_6$ unterschieden.

Es soll natürlich nicht behauptet werden, dass der beschriebene Vorgang in der Natur realisiert sei. Indem wir aber an diesem einen Beispiele sehen, dass die Bewegung mit Lichtgeschwindigkeit möglich ist, erkennen wir, dass dieser Fall durch die Theorie nicht ausgeschlossen ist, und dürfen die Möglichkeit nicht von der Hand weisen, dass so rasch bewegte Elektronen wirklich vorkommen, wenn sie auch in anderer Weise zu ihrer grossen Geschwindigkeit gelangt sein mögen.

(Eingegangen 25. Januar 1904.)

Über Gebe- und Empfangsapparate zur elektrischen Fernübertragung von Photographien.

Von A. Korn.

Das wesentlich Neue meiner telephotographischen Methode besteht in der Benutzung einer evakuierten Röhre im Empfänger[1]), deren Strahlungen durch die Geberströme reguliert werden und das Bild im Empfänger Zeile für Zeile photographisch reproduzieren. In diesem Aufsatze sollen die einzelnen Teile des Apparates im Geber und Empfänger genau beschrieben werden.

1. Der Geber.

Die zu übermittelnde Photographie wird als transparenter Film auf einen Glascylinder Q_1

Fig. 1.

(Fig. 1) aufgewickelt, der mit Hilfe eines Elektro-

1) Man vgl. meine früheren kurzen Mitteilungen: Über ein Verfahren der elektrischen Fernphotographie (Münch. Ber. **37**, 39, 1902). — Über einen Apparat zur Herstellung von elektrischen Fernphotographien (Elektrot. Z. **23**, 454, 1902). — Sur la transmission de photographies à l'aide d'un fil télégraphique (Compt. rend. **136**, 1190, 1903).

motors und einer Schneckenrad-Transmission ($R_1 R_2 B R_3$) in Umdrehung um eine horizontale Achse versetzt wird; bei jeder Umdrehung, die bis auf $^1/_{20}$ Sekunde genau[1]) in 20 Sekunden vollendet wird, verschiebt sich der Cylinder um 1 mm längs seiner mit der Schraube i versehenen Achse; die Mitnehmer, durch welche die Scheibe R_3 den Cylinder Q_1 zum Mitrotieren veranlasst, sind in der Figur fortgelassen. Die bisher angewendeten Grössenverhältnisse sind:

Durchmesser des Glascylinders . . . 8 cm
Länge des Glascylinders . . . . . 20 cm
Schraubenlänge der Achse . . . . . 15 cm
Länge des Films . . . . . 9 bis 12 cm

Die Breite des Films betrug nur 16 cm, so dass die etwas über 24 cm betragende Peripherie des Cylinderdurchschnittes nur zu $^2/_3$ ausgenützt wurde; der übrige Teil wurde von einem gleichmässig belichteten Filmstreifen zu Korrekturzwecken bedeckt, auf die wir später zurückkommen.[2])

Von der Lichtquelle $\mathcal{J}$ (64 kerzige Nernst-Lampe) fällt Licht durch die Linse l[3]) auf einen Punkt u[4]) des Films und breitet sich, nachdem es den etwa 2 mm dicken Glascylinder durchdrungen hat, über die im Innern des Cylinders an der Achse fest montierte Selenzelle Se aus.

Die ersten Zellen, mit denen ich brauchbare Resultate erhielt, wurden mir von J. W. Giltay (Delft, Voorstraat 73) geliefert, neuerdings haben sich auch Zellen von E. Ruhmer (Berlin, Friedrichstrasse 248) bewährt. Dieselben bestehen aus 2 nebeneinander schraubenartig auf eine Schieferplatte aufgewundenen

Fig. 2.

Platin- oder Kupferdrähten $a_1 b_1$ bezw. $a_2 b_2$, über welche für lichtelektrische Zwecke präpariertes Selen ausgebreitet ist.[1]) Es ist für die telephotographischen Zwecke hinreichend, wenn der Widerstand der Zelle im diffusen Tageslicht etwa die Hälfte vom Widerstand im Dunkeln ist, es ist ferner zweckmässig, dass der Widerstand der Zelle nicht viel kleiner ist, als der Linienwiderstand der Leitung, über welche die Photographie zu senden ist; die von mir benutzten Zellen hatten Widerstand von 3000 Ω (Ruhmer[2]) bezw. 12000 Ω (Giltay[2]) im Dunkeln, die Dimensionen der Zellen waren 3×5 cm; die Leitung zwischen Geber und Empfänger 2000—4000 Ω.

Bei der Drehung des Cylinders Q_1 wird ein Element u des Films nach dem anderen zwischen Lichtquelle und Selenzelle vorbeigeführt, und die Zelle, welche je nach der Tönung jenes Elementes mehr oder weniger Licht erhält, wird einem durch dieselbe fliessenden elektrischen Strome mehr oder weniger Widerstand entgegensetzen. Die Zelle wird in die Fernleitung eingeschaltet, und man kann auf diese Weise Ströme zum Empfänger senden, welche in ihren Intensitäten den Tönungen der belichteten Elemente u entsprechend variieren.

Die Verbindungen werden, wie folgt, ausgeführt: Positiver Pol einer Batterie von 110 Volt[3]) — Umschalthebel t_1 — Pol a_1 der Zelle; vom Pol a_2 der Zelle (b_1 und b_2 bleiben frei) durch die Fernleitung L zum Empfänger, durch die Erdleitung zurück — Umschalthebel t_2 — negativer Pol der Batterie.

Die Umschalthebel t_1 und t_2 haben den Zweck, in dem Momente, in welchem der Nocken p der Scheibe R_3 an den Hebeln angelangt ist, den Strom zu kommutieren und das Synchronismuszeichen zum Empfänger zu senden. In Bezug hierauf kann ich auf meinen früheren Aufsatz (diese Zeitschr. **5**, 25, 1904) verweisen, bemerkt sei hier nur noch, dass der Film auf dem Cylinder so anzubringen ist, dass die Synchronismuszeichen erfolgen, während Elemente des Korrekturstreifens, nicht der Photographie, belichtet sind.

2. Der Empfänger.

Im Empfänger (Fig. 3) bewegt sich synchron mit der Scheibe R_3 des Gebers die Walze Q_2; dieselbe gleitet mit Reibung auf einer mit der Scheibe R_3 fest verbundenen Achse, die durch einen Elektromotor mit Hilfe der Schneckenrad-Transmission ($R_1 R_2 B R_3$)

1) Diese Genauigkeit wird leicht mit Hilfe einer von mir kürzlich beschriebenen Methode erreicht (diese Zeitschr. **5**, 25, 1904).

2) Man wird übrigens die Breite dieses Korrekturstreifens kleiner nehmen und entsprechend den Cylinderdurchmesser verkleinern können, wodurch eine etwas raschere Transmission möglich wird.

3) Ich benutze das Zeisssche Objektiv AA (30 Mark).

4) u ist streng genommen ein kleines Flächenelement von 1 qmm.

1) Über die verschiedenen Methoden zur Anfertigung von Selenzellen vgl. man z. B. E. Ruhmer, Das Selen und seine Bedeutung für die Elektrotechnik, Berlin 1902.

2) Die obigen Firmen liefern übrigens die Zellen nach Wunsch mit grösseren oder kleineren Widerständen.

3) Bei langen Leitungen wird man zweckmässig eine grössere elektromotorische Kraft wählen, doch genügen 110 Volt bei Leitungen bis zu 5000 Ω.

Fig. 3.

in Umdrehung versetzt wird; die Geschwindigkeit des Motors wird — man vgl. den früheren Aufsatz — so geregelt, dass sie um 1 Proz. grösser ist, als die des Motors im Geber, und die Walze Q_2 wird nach jeder Umdrehung mittels des die Nase p_2 der Scheibe Q_3 erfassenden Hebels q_2 so lange aufgehalten, bis das Synchronismuszeichen vom Geber gesandt wird.

Längs der Walze Q_2 (Durchmesser 2 cm, Länge 12 cm) bewegt sich eine kleine evakuierte Röhre mit zwei Elektroden e_1 und e_1 in solcher Weise, dass sich bei jeder Umdrehung der Scheibe R_3 die Röhre parallel mit sich selbst um $^1/_4$ mm in der Richtung der Walzenachse verschiebt; die Verbindung der Röhre mit der Walzenachse ist genau dieselbe, wie die Verbindung einer Phonographenmembran mit der Achse der Phonographenwalze; diese Einrichtung ist, da sie von den Phonographenapparaten bekannt ist, in der Figur nicht besonders dargestellt. Wenn wir in der Röhre Strahlungen erzeugen, welche um so stärker oder schwächer sind, je nachdem die Tönungen der Elemente u im Geber dunkler oder heller sind, und die Strahlungen durch ein kleines Fenster c (0,25 mm $\times$ 0,25 mm) auf einen um die Achse Q_2 gewickelten lichtempfindlichen Film wirken lassen, so werden wir auf dem Film die Photographie des Gebers negativ reproduzieren, und zwar genau bei den angegebenen Grössenverhältnissen in einer Verkleinerung von 1 : 4.

Die Röhren[1]) werden bis auf das kleine Fenster c sorgfältig mit Siegellack und Hartgummi abgedichtet, um jedes Nebenlicht zu vermeiden, die Elektroden e_1 und e_2 werden in kleinen Glasröhrchen bis an die aktiven Elektrodenenden geleitet. Die Drucke in den Röhren sind etwa 0,5 mm und darüber.

Die Walze Q_2 mit der Scheibe Q_1, dem Umschalthebel t_3 und dem Relais K_2; $v_2 q_2 f_2$ sind in einen lichtdichten Kasten mit abhebbarem Deckel eingebaut.

Es bleibt nunmehr noch übrig, zu zeigen, wie die Strahlungen der Röhre entsprechend den Tönungen der Elemente u des Geberfilms reguliert werden. Die Strahlungen werden durch hochgespannte Wechselströme (sogen. Teslaströme) erzeugt, welche durch die Drähte A_1 und A_2 in die Röhre eintreten bezw. austreten. Um die Teslaströme zu erhalten, kann man sich eines Induktoriums mittlerer Grösse bedienen und die von dem Elektromotor abgenommenen Wechselströme von 100 Polwechseln[2]) als Primarströme verwenden. Die Pole der sekundären Spule des Induktoriums verbindet man bezw. mit der inneren und äusseren Belegung einer Leydener Flasche C,

1) Die drei obigen Formen haben sich bisher am zweckmässigsten erwiesen; sie werden von R. Ebermayer in München (Schillerstr. 28) gefertigt (M. 4,50 bis 10,50).

2) Für die Fernphotographie genügt diese Wechselzahl; für die Telautographie und Übertragung von Halbtongravüren ist, wie wir in einem späteren Artikel sehen werden, eine grössere Wechselzahl erforderlich.

Fig. 4a. Fig. 4b. Fig. 4c.

und man schliesst die sekundäre Leitung durch eine Funkenstrecke F und eine kleine Anzahl gut isolierter Windungen eines ziemlich starken Drahtes, welche die eigentliche Teslaspule — eine sehr grosse Zahl Windungen von dünnem Drahte — umgeben und in derselben die Teslaströme erzeugen, welche über die Funkenstrecken $F_1 F_2$ bezw. $F_3 F_4$ zur Röhre geleitet werden. Diese Funkenstrecken werden mit Hilfe eines durch ein Galvanometer w bewegten Zeigers grösser und kleiner gemacht, je nachdem die vom Geber kommenden Linienströme grössere oder kleinere Intensitäten haben, also je nachdem die entsprechenden Elemente u des Geberfilms heller oder dunkler getönt sind.

Den Linienströmen ist, wie aus Figur 3 ersichtlich, ein doppelter Weg gegeben, einmal durch den verhältnismässig grossen Widerstand G und das Relais K_1 zur Erde, und zweitens durch das Galvanometer w, den Umschalthebel t_3 zu dem positiven Pole einer Akkumulatorenbatterie E von etwa 12 Elementen, von dem negativen Pole derselben zur Erde; durch Einschaltung von E hat man den Vorteil, dass man durch Regulierung des Widerstandes G für eine bestimmte mittlere Tönung im Geber das Galvanometer stromlos machen kann, während helleren Tönungen ein Ausschlag im Sinne der Vergrösserung der Funkenstrecken F_1—F_4, dunkleren Tönungen ein Ausschlag im Sinne der Verkleinerung der Funkenstrecken entsprechen wird[1]); während der für das Synchronismuszeichen reservierten Zeit, in der der Hebel t_3 durch den Nocken p_1 abgehoben ist, wird das Galvanometer in der Nulllage bleiben und es sind so grössere Schwankungen der Galvanometernadel vermieden.

Den wichtigsten Teil für die Regulierung der Strahlungen in der Röhre stellt nach dem Obigen das Galvanometer mit seiner beweglichen Nadel dar. Die gewöhnlichen astatischen Galvanometer mit Fadenaufhängung, wie ich sie zu den allerersten rohen Versuchen[1]) verwendete, erweisen sich als zu träge, wenn man einigermassen brauchbare Transmissionszeiten erreichen will; ich bin daher bald zu Versuchen mit Desprez-d'Arsonvalschen Instrumenten[2]) übergegangen und habe zunächst die Tönung mit Hilfe der Funkenstrecken $F_1 F_2 F_3 F_4$ beibehalten. M mit dem Nordpol N und dem Südpol S stellt in Fig. 5a einen permanenten Magneten, zwischen dessen Polen die Spule K drehbar ist. Dieselbe trägt an Stelle des gewöhnlich aufgesetzten metallischen Zeigers einen dünnen nichtleitenden Zeiger τ aus Glimmer oder Fischbein; durch die Enden des Zeigers gehen senkrecht zu der Ebene, in der er sich bewegen kann, die dünnen Drähte d_1 bezw. d_2

Fig. 5a.

1) Oder umgekehrt, je nach dem Sinne, in dem man den Strom die Galvanometerspule durchfliessen lässt; man kann somit nach Belieben die Photographie positiv oder negativ reproduzieren.

1) Elektrot. Z. **23**, 454, 1902.

2) Solche Galvanometer werden ja von sehr vielen Firmen geliefert und lassen sich leicht für die hier beschriebene Anwendung adaptieren.

mit umgebogenen Spitzen, welche festen Spitzen r_1 s_1 bezw. r_2 s_2 gegenüberstehen.

Bei der Anwendung der Funkentönung hat sich eine Schwierigkeit gezeigt. Von dem Augenblick an, in dem die Funkenstrecke gerade klein genug ist, dass ein Überströmen stattfindet, steigt die Strahlung in der Röhre mit abnehmender Funkenstrecke nahezu geradlinig bis zu einem gewissen Punkte, an dem plötzlich eine wesentlich intensivere Strahlung eintritt; und von da ab wird die Intensität der Strahlung durch weitere Verkleinerung der Funkenstrecke nur unwesentlich verstärkt. Falls man sich nicht mit sehr groben Tönungen begnügen will, kann man nur das erste Stadium benutzen; aus diesem Grunde ist die Einstellung nicht ganz leicht, und man erhält nicht so grosse Kontraste in der Photographie, wie man sie bei voller Ausnutzung der Strahlungsunterschiede zu erwarten hätte.

Fig. 5b.

Aus diesem Grunde ersetze ich jetzt die Funkentönung durch eine Tönung mit Hilfe von verschiedenen, in die Leitung der Teslaströme einzuschaltenden Widerständen. Die Nadeln d_1 und d_2 gleiten bei der in Fig. 5b dargestellten Anordnung an den 4 Kämmen k_1 k_2 k_3 k_4 entlang, die man sich leicht durch abwechselnd übereinandergelegte und zusammengepresste dünne Glimmer- und Metallplättchen (1/4 mm Dicke) herstellen kann; zwischen je zwei Metallplättchen ist ein Teil der Widerstände W_1 bezw. W_2 W_3 W_4 eingeschaltet; in der Figur sind für jeden Kamm nur 5 Metallplättchen angedeutet, bei der von mir benutzten Anordnung habe ich in jedem Kamme 26[1]) solcher Plättchen, die Gesamtlänge des Kammes ist etwa 16 mm. Die Leitungen s_1 s_2 gehen — genau wie in der früheren Anordnung — zu den Polen der Teslaspule, die Leitungen r_1 r_2 zur Röhre. Die Kämme sind auf nichtleitenden (Hartgummi) Stativen montiert, die Widerstände W_1 W_2 W_3 W_4 befinden sich in besonderen Kästen, von denen die einzelnen Leitungen in gut isolierten dünnen Drähten zu den Kämmen gehen.

Genaue Angaben über die zu wählenden Widerstände W_1 bis W_4 möchte ich hier deshalb nicht hinzufügen, weil dieselben wesentlich von den Spannungen und Intensitäten der Teslaströme abhängig sind und leicht durch Ausprobieren gefunden werden können.

Die Übertragung einer Photographie von 9×16 cm nimmt bei der bisherigen Umdrehungsgeschwindigkeit der Walzen (1 Umdrehung in 20 Sekunden) 30 Minuten in Anspruch; die Faktoren, welche sich einer Beschleunigung des Verfahrens entgegensetzen,

Fig. 6.
Probe einer elektrischen Fernphotographie.

sind: die Trägheit des Selens im Geber einerseits, die Trägheit des Galvanometers im Empfänger andererseits.

Das Selen folgt zwar — wie aus den telephonischen Versuchen mit Selen bekannt ist — rasch aufeinander folgenden Intensitätswechseln insofern sehr gut, als seine Widerstandsänderungen ihren Sinn fast instantan mit der Änderung der Lichtintensitäten wechseln, in Bezug auf die Grössen der Widerstandsänderungen zeigt sich aber eine gewisse Trägheit, indem eine Zelle für eine gewisse Lichtintensität zuerst einen kleineren Widerstand zeigt, wenn sie vorher lange hell belichtet war, als wenn sie vorher längere Zeit dunkel gehalten wurde. Aus diesem Grunde sind Korrekturen während der Dauer der Fernübertragung manchmal notwendig und zur leichteren Ausführung dieser Korrekturen ist der gleichmässig belichtete Filmstreifen auf dem Gebecylinder eingeschaltet. Das Galvanometer w des Empfängers ist als

1) Eine so grosse Zahl ist übrigens, wie ich mich nachträglich überzeugt habe, nicht erforderlich, 10 solcher Metallplättchen werden sicherlich genügen.

Spiegelgalvanometer eingerichtet, und man kann an einer Lichtskala ablesen, ob sich nach jedem Synchronismuszeichen der Lichtzeiger stets auf denselben Teilstrich einstellt, im anderen Falle wird die Stellung des Galvanometers mit Hilfe einer Regulierung des Widerstandes G oder eines zwischen E und dem Galvanometer eingeschalteten Widerstandes berichtigt. Diese Einrichtung ist auch zur ersten Einstellung besonders geeignet.

Die Trägheit des Galvanometers wird sich noch leicht etwas verringern lassen, so dass eine Beschleunigung der Übertragungsgeschwindigkeit mit Sicherheit zu erwarten ist.

(Eingegangen 26. Dezember 1903).

REFERATE.

Elektrotechnik.
Besorgt von Prof. Dr. H. Th. Simon.

Johannes Dönitz, Der Wellenmesser und seine Anwendung. Elektrotechnische Zeitschrift 1903. S. 920.

Um die Wellenlänge elektrischer Schwingungen zu messen, bedient man sich Apparate, welche durch irgend eine Koppelung ebenfalls zu Schwingungen erregt werden, deren Frequenz durch Änderung der Dimensionen der Apparate verändert werden kann, bis Resonanz eintritt. Aus den bekannten Dimensionen lässt sich dann nach bekannten Formeln die Wellenlänge berechnen. Solche Apparate sind entweder Drahtspulen, bei denen man Windungen kurz schliessen und damit ausschalten kann, oder geschlossene Schwingungskreise, bestehend aus einem Kondensator und Selbstinduktionsspule. Dönitz verwendet in seinem Wellenmesser, ebenso wie Drude [dessen grundlegende Arbeiten auf diesem Gebiete hier leider nicht einmal erwähnt, geschweige denn nach Gebühr gewürdigt werden], einen solchen geschlossenen Schwingungskreis; während bei dem Drudeschen Apparate die Kapazität sprungweise und die Selbstinduktion kontinuierlich verändert werden kann, verwendet Dönitz drei ringförmige Selbstinduktionsschleifen verschiedener Grösse, die er beliebig einstöpseln kann, und einen stetig variierbaren Kondensator. Dieser besteht aus einem feststehenden Satz parallel und gleichweit voneinander angebrachter Platten von halbkreisförmiger Gestalt, in deren Zwischenräume ein ebensolcher um eine Achse drehbarer Satz eingeschoben werden kann (analog der Anordnung eines Multicellularelektrometers). Der Kondensator befindet sich in einem mit Paraffinöl gefüllten Behälter. Mit der Achse ist ein Zeiger fest verbunden, der bei der Drehung eine dreifache Skala bestreicht, welche für jede der drei Selbstinduktionen und für jede Kondensatorstellung die zugehörige Wellenlänge angiebt. Das Eintreten der Resonanz wird an einem Riessschen Thermometer beobachtet. Um den Ausschlag desselben auch bei grösseren Energiemengen im Schwingungskreise stets in brauchbaren Grenzen zu halten, ist es nicht direkt in diesen eingeschaltet, sondern induktiv verbunden; es bildet einen besonderen geschlossenen Kreis mit einigen Drahtwindungen, die einer Drahtschleife des Schwingungskreises gegenüberstehen und zu dieser in grössere oder geringere Entfernung gebracht werden können.

Der Apparat wird am besten „lose" elektromagnetisch mit dem zu untersuchenden Schwingungssystem gekoppelt, d. h. so aufgestellt, dass magnetische Kraftlinien des Schwingungssystems die Selbstinduktionsspule des Wellenmessers durchsetzen, dann zeigt sich bei geeigneter Variierung der Kapazität und eventuell der Selbstinduktion ein scharf ausgeprägtes Maximum der Resonanz. Der Apparat gestattet, Wellenlängen von 140—1120 m zu messen.

Wenn auch, wie der Verfasser selbst sagt, der Apparat nicht den Anspruch auf grösste Genauigkeit in der Angabe absoluter Werte macht, dürfte er doch geeignet sein, wegen seiner kompendiösen Form und seiner äusserst bequemen Handhabung der drahtlosen Telegraphie wertvolle Dienste zu leisten und sich in der Praxis bald Freunde zu gewinnen.

M. Reich.

(Eingegangen 23. Dezember 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Natur und Schule. Zeitschrift für den gesamten naturkundlichen Unterricht, herausgegeben von Landsberg, Schmeil und Schmid. Leipzig, B. G. Teubner. 1902. I. Bd. 2. Hälfte. 6 Mk. II. Bd. 12 Mk.[1])

[1]) Besprechung des 1. Halbbandes: d. Ztschr. 3, 535, 1902.

Das zweite Halbjahr (Heft 5—8) liefert für den physikalischen Unterricht nur einen grösseren, aber recht beachtungswerten Aufsatz über „Seilwellenversuche" von Volkmann. Der Verfasser beschreibt eingehend eine Zahl von Demonstrationen aus dem Gebiete der Wellenlehre, welche er mit einfachen und zusammengekoppelten

Drahtspiralen (anstatt mit den so leicht vergänglichen Gummischläuchen) ausführt. Fortschreitende und reflektierte Wellen; die Phasenumkehr der letzteren bei Reflexion an dichteren Medien, Interferenz; Entstehung stehender Wellen, ja sogar Polarisationserscheinungen an cirkularschwingenden Seilen, Darstellung Lissajouscher Figuren und anderes lassen sich ziemlich mühelos mit seinem einfachen Demonstrationsmaterial vorführen.

Sachs-Berlin berichtet über die Kahlbaumschen Versuche betreffend die Destillation zahlreicher Metalle im Vakuum bei Temperaturen zwischen 600—1440^0 und beschreibt das Verhalten der destillierten Metalle, die zum Teil in Krystallform auftreten.

Marcuse-Berlin giebt eine Übersicht über Resultate neuer astronomischer Forschung, so über einen Fixstern mit grosser Eigenbewegung, über die Umgebung der Nova Persei, über einen Erklärungsversuch der Verdoppelung der Marskanäle durch Beugung des Lichtes, und über anderes.

Grimsehl endlich bringt den bekannten elektrochemischen Grundversuch hinsichtlich des Zinkverbrauches im galvanischen Element in sehr hübscher und anschaulicher Form.

Der zweite Band zeigt, dass das Unternehmen der Herausgeber als durchaus lebenskräftig zu betrachten ist und sich inhaltlich in erfreulicher Weise weiter entwickelt hat.

Auf physikalischem Gebiete bringt Haselbach (Göding) einen sehr lesenswerten Aufsatz über Erzeugung tiefer Temperaturen durch Verflüssigung von Gasen, insbesondere des Wasserstoffes, und über Nutzanwendungen davon in der Wissenschaft und Technik.

Börnstein berichtet über ein Modell einer Temperaturfläche und dessen Verwendung als Lehrmittel in der Meteorologie.

Ein kurzer Aufsatz von Polis (Aachen) über Witterungsvorgänge und Wetternachrichtendienst soll wohl mehr zur Beschäftigung mit diesen Dingen anregen, als belehrend wirken.

Conrad (Chur) bricht eine Lanze für ein ausgiebiges Anknüpfen im physikalischen Unterrichte an Erfahrungen des täglichen Lebens und an allgemein bekannte, typische Werkzeuge und Gebrauchsobjekte, das er nicht durch künstliche Experimente ersetzt wissen will.

B. Stange (Leipzig) giebt endlich in zwei Aufsätzen eine recht korrekte und anschauliche Darstellung der Forschung über Becquerelstrahlen, wobei im wesentlichen der historische Weg eingeschlagen wird.

Neben diesen grösseren Abhandlungen wird kurz von zahlreichen Schulversuchen und Beobachtungen berichtet, unter denen wir die Besprechung von Fr. Thomas über Graulichtversuche als besonders lesenswert hervorheben möchten.

Behrendsen.

(Eingegangen 5. Dezember 1903.)

H. Zwick, Elemente der Experimentalphysik zum Gebrauch beim Unterricht. gr. 8. 519 S. mit 473 Abbildungen und einer Farbentafel. Berlin, L. Oehmigkes Verlag. 1902. Preis 12 M., geb. 14 M.

Der Verfasser will dem Lehrer durch sein Buch das nötige Material für den Unterricht in der Physik darbieten. Da er sich dabei aber fast gänzlich einer mathematischen Formulierung enthält, so ist anzunehmen, dass er sich vornehmlich an Lehrer von Volks- und Mittelschulen wenden will. Damit stimmt auch der Umstand überein, dass in dem Buche das methodische Element besonders stark hervortritt, und gerade in dieser Hinsicht wird vieles Treffliche geboten, so dass das Werk vermöge seines Stoffreichtums und der Angabe zahlreicher methodisch gruppierter Versuche dem jungen Lehrer sehr nützliche Winke für die Gestaltung seines Unterrichtes zu geben imstande ist.

In der Anordnung des Stoffes muss freilich manches auffallen, so z. B., dass nach Besprechung der „allgemeinen Eigenschaften" sofort die Hydromechanik und Aëromechanik einsetzt, während die Mechanik fester Körper erst nach Absolvierung der Wärme- und Elektrizitätslehre einsetzt. Wie soll in diesen Disziplinen dabei ein wirkliches Verständnis ermöglicht werden, zumal eine Verwendung des Energiebegriffes dadurch ganz fortfällt. Ebenso sonderbar ist es, wenn die Wellenlehre erst behandelt wird, nachdem ein grosser Teil der Akustik bereits absolviert worden ist.

Die Darstellung ist keineswegs durchweg klar, sondern oftmals im Ausdruck recht dunkel. Ich glaube z. B. nicht, dass jemand aus der Erklärung des Verfassers von der Natur der elektrischen Wellen (S. 443) sich irgend ein Bild machen wird. Etwas seltsam ist folgende Angabe über die Stromstärke (S. 212): „Die Stromstärke lässt sich, da die Elektrizität nur eine Bewegung (?), aber kein Körper ist, nur aus ihrer Wirkung beurteilen, und auch nur dann, „wenn letztere in dem gleichen Verhältnis zu- oder abnimmt"; — also ein konstanter Strom kann nicht bemerkt werden!!"

Auch ist das Buch nicht frei von erheblichen Irrtümern. Dahin gehört z. B. die Behauptung, dass jede Spektralfarbe homogen ist (S. 469), ferner folgende Angabe: weissglühende feste und flüssige Körper geben ununterbrochene Bandenspektra! (S. 482). Auch die alte Ver-

wechslung von Wärmekapazität mit spezifischer Wärme findet sich hier wieder.

Der keineswegs glänzenden Ausstattung gegenüber (sowohl was Druck, Papier, wie insbesondere die [zumeist schematisierten] Abbildungen angeht) erscheint der Preis von 12, resp. 14 M. ungebührlich hoch. Behrendsen.

(Eingegangen 5. Dezember 1903.)

P. Johannesson, Physikalische Grundbegriffe. gr. 8. 55 Seiten und 54 Figuren auf 3 lithogr. Tafeln. Berlin, Julius Springer. 1902. Preis 1,40 M.

Das Büchlein ist die Fortsetzung der früher in dieser Zeitschrift (3, 38, 1901) besprochenen „Physikalischen Mechanik". Es soll eine Vorstufe für den physikalischen Unterricht bilden und will gewisse Grundbegriffe und Beobachtungsverfahren möglichst sorgfältig verarbeiten. Im Stoffe legt sich das beachtungswerte Buch eine sehr bedeutende Beschränkung auf; es ist aber nicht zu leugnen, dass das Gebotene (aus der Lehre vom Licht, von der Wärme, Elektrizität und Magnetismus) recht sorgfältig und lückenlos dargestellt wird. Freilich dürfte diese Darstellung etwas zu streng und zu abstrakt für die Stufe sein, für welche das Buch bestimmt ist. Behrendsen.

(Eingegangen 5. Dezember 1903.)

Jahrbuch der Chemie, herausgegeben von Richard Meyer. XII. Jahrg. 1902. gr. 8. XII und 544 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn, 1903. 14 Mk.

Jahrbuch der Chemie, herausgegeben von Richard Meyer; Generalregister über die Jahrgänge 1891—1900 (Bände 1—10) bearbeitet von W. Weichelt. gr. 8. III und 319 S. Ebenda. 1903. M. 10,—.

Ebenso, wie alle früheren Jahrgänge, beweist der vorliegende Band, dass die Absicht des Herausgebers, eine für die fortlaufende Lektüre geeignete Darstellung der jährlichen Fortschritte der Chemie aus der Feder bewährter Fachvertreter zu liefern, in ausgezeichneter Weise durchgeführt ist. Durch den innegehaltenen Stil des Buches ist es vermieden „die Beschreibung eines jeden Körpers gleichsam zur Ausfüllung eines gedruckten Formulars zu machen" und Anregung und Genuss gesichert. Gefördert wird dieser Eindruck noch durch die häufig eingeschalteten und — soweit der Referent übersehen kann — durchweg treffende kritische Betrachtung der Originalarbeiten. Die Liste der Mitarbeiter weist mehrere Veränderungen auf. Statt Muthmann ist A. Werner und P. Pfeiffer (anorganische Chemie) eingetreten. Von Häussermann ist seine Berichterstattung auf die Brenn- und Explosivstoffe beschränkt worden und die über anorganisch chemische Technik auf Fr. Quincke übergegangen. Über die auf Teer- und Farbenchemie bezüglichen Patente ist von P. Friedländer referiert, während die übrigen Abschnitte dieses Kapitels, wie bisher, vom Herausgeber bearbeitet sind.

Das gleichzeitig erschienene Generalregister über die Bände 1—10 erleichtert die Benutzung der Jahrbücher besonders als Quelle für Zusammenstellung wichtigerer Literaturnachweise. W. Biltz.

(Eingegangen 31. Oktober 1903.)

Raoul Pictet, Die Theorie der Apparate zur Herstellung flüssiger Luft mit Entspannung. 8. II und 86 S. Weimar, C. Steinert. 1903. Preis M. 1,60.

Der Verfasser bezweifelt in der vorliegenden Schrift, einem Sonderabdruck aus der „Zeitschrift für komprimierte, flüssige Gase" die hinreichende Wirkung der dem Lindeschen Luftverflüssigungsapparate zu Grunde liegenden Thomson-Jouleschen Abkühlung und setzt an ihre Stelle die Verdrängungsarbeit der Luft infolge ihrer Volumvergrösserung. Er übersieht dabei, dass die Luft vor der Abdrosselung des Druckes durch die nachdrängende Masse schon Arbeit empfangen hat, welche im Falle eines idealen Gases der erstgenannten gleich ist. Die Kritik, welche Pictet auf Grund seiner Anschauung an der thermodynamisch richtig fundierten von Linde u. a. übt, fällt damit in sich zusammen. H. Lorenz.

(Eingegangen 28. Dezember 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Aachen Dr. M. Wien zum Professor an der neuen Technischen Hochschule in Danzig, der Privatdozent der Chemie Dr. G. Baumert in Halle a. S. zum a. o. Professor der Chemie in Königsberg, der Privatdozent an der deutschen Universität in Prag Dr. J. L. Meier zum a. o. Professor der Chemie daselbst, der Ingenieur Laas in Tecklenborg zum Professor für Schiffsbau an der Technischen Hochschule zu Berlin, der Professor Dr. Georg Vortmann zum Dekan der Chemikerschule an der Wiener Technischen Hochschule, der Privatdozent der Chemie an der deutschen Universität in Prag Dr. J. L. Meyer zum a. a. Professor.

Professor Hermann Struve zu Königsberg hat jetzt endgültig die Nachfolgerschaft des Geheimrats Professor Wilhelm Förster übernommen und wird am 1. Oktober sein neues Amt als Leiter der Berliner Sternwarte antreten.

Dem Observator der K. Sternwarte in München Dr. Karl Örtel wurde das Prädikat eines a. o. Professors verliehen.

Der Professor der Chemie an der Universität Basel, Dr. Hans Rupe, erhielt einen Ruf als o. Professor an die Deutsche Technische Hochschule zu Prag, hat ihn aber abgelehnt.

Der Kaiser hat gestattet, dass der Rektor der Technischen Hochschule zu Berlin während seiner Amtsdauer den Titel Magnifizenz führe. Damit wird die technische Hochschule der Universität gleichgestellt.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 5. | 1. März 1904. | 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 6 am 1. März 1904.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Einige Beobachtungen an Selenzellen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von G. Berndt.

Seit den Untersuchungen von Bidwell[1]) war man meist der Ansicht, dass die Widerstandsabnahme von Selenzellen bei Belichtung auf chemische Prozesse zurückzuführen sei. Ob dies wirklich der Fall, war insofern schwierig zu entscheiden, als Selen mit allen Metallen (auch Platin) bei Berührung, namentlich aber bei Erwärmung, chemische Verbindungen eingeht. Die Selenzellen werden nun bekanntlich hergestellt, indem man auf ein Täfelchen oder einen Cylinder aus isolierendem Material zwei Kupfer- oder Platindrähte aufwickelt, auf diese Selen aufschmilzt und nach der Krystallisation des Selens 5 Stunden lang auf eine Temperatur von etwa 200° erhitzt. Es liegen also sehr günstige Bedingungen zur Bildung von Seleniden vor, und in der That, waren bei allen von mir hergestellten Zellen auf Kupferdrähten diese mehr oder minder angegriffen.

Um die obige Frage zu entscheiden, suchte ich nach einem Stoff, der mit Selen keine chemische Verbindung eingeht und dabei keinen zu grossen elektrischen Widerstand hat; der einzige, welcher diese Bedingungen erfüllt, ist die Kohle. Nach Angabe von Dammer (Handbuch der anorganischen Chemie, Band I) entsteht Selenkohlenstoff selbst beim Überleiten von Selendämpfen über glühende Kohlen nicht. Man konnte also sicher sein, dass bei der Herstellung der Zellen nach dem oben angegebenen Verfahren kein Selenkohlenstoff auftrat. Nach der Theorie von Bidwell dürften also Selenzellen auf Kohle keine Lichtempfindlichkeit zeigen.

Das Einfachste wäre nun gewesen, einen Spalt zwischen zwei Kohlenstreifen mit Selen auszufüllen; die so entstehenden Zellen würden aber einen zur Untersuchung ungeeigneten grossen Widerstand aufweisen. Um diesen herabzusetzen und um die Lichtempfindlichkeit durch Vergrös-

1) Bidwell, Phil. Mag. **40**, 233—56, 1895.

serung der Oberfläche zu steigern, wurde das folgende Verfahren eingeschlagen:

Auf eine Glasplatte, etwa 5 cm breit, 6 cm lang, wurden Kohlenfäden von ca. 4 cm Länge und 0,2 mm Durchmesser in einem gegenseitigen Abstande von 1,5—2 mm gelegt, derart, dass der erste, dritte u. s. f. auf der einen Seite, der zweite, vierte u. s. f. auf der anderen Seite um je 1 cm vorstanden. Dies geschieht am besten auf folgende Weise: in ein Stück Ebonit von 2 cm Breite und geeigneter Länge werden dicht nebeneinander feine Rillen eingeschnitten; das Ebonitstück wird auf der Mitte der Glasplatte mit etwas Siegelwachs befestigt und durch die Rillen die Kohlenfäden hindurch gesteckt; sie liegen so unverrückbar nebeneinander. Um sie dauernd in dieser Lage zu erhalten, werden zwei 6 cm lange und $^1/_2$ cm breite Glasstreifen unmittelbar neben dem Ebonitstück über die Kohlenfäden gelegt und durch Wasserglas mit der unteren Glasplatte verbunden. Nachdem das Wasserglas getrocknet, wird das Ebonitstück entfernt. Die auf jeder Seite überragenden Enden einer Gruppe von Kohlenfäden müssen nun untereinander verbunden werden. Dies geschieht entweder dadurch, dass man die vorher galvanisch verkupferten Enden der Fäden an einen Kupferdraht anlötet, oder — da ich jedwedes Metall vermeiden wollte — indem man auf dem freiliegenden Rand der Glasplatte, auf welchem die Enden ruhen, ein Gemisch aus Steinkohlenteer, Koks und Graphit aufträgt und längere Zeit stark erhitzt. Diese Masse wird vollständig hart, lässt sich aber leicht bearbeiten; an dieselbe werden dann vermittels Schrauben Kupferdrähte angeschlossen. Man erhält so absolut sicheren Kontakt, der allerdings einen Widerstand von etwa 100 Ω hat, welcher aber gegenüber dem der Selenzelle (Grössenordnung 10^5) nicht in Betracht kommt.

Cylinderförmige Zellen würden sich einfacher herstellen lassen, indem man um einen Porzellancylinder, in welchen zwei Schraubengänge eingeschnitten sind (wie sie E. Ruhmer-Berlin verwendet) zwei Kohlenfäden herumlegt. Bei nicht zu kleinem Cylinderradius erweisen sich die Fäden als genügend elastisch. Versuche habe ich mit diesen bis jetzt nicht angestellt, da es schwer hält, genügend lange Kohlefäden zu bekommen.

Auf die so präparierten und wohl getrockneten Platten wurden nun etwa $1^1/_2$ g pulverisiertes Selen aufgebracht und gleichmässig verteilt. Das Selen war als chemisch rein von Merck-Darmstadt in Stangen bezogen und enthielt, wie die Untersuchung des Spektrums lehrte, nur Spuren von Verunreinigungen. Das Spektrum des im Vakuum destillierten Selens zeigte keinen Unterschied gegen das nicht weiter behandelte, weshalb von der Destillation abgesehen wurde. Das Selen wurde auf der Glasplatte geschmolzen und mit einem Glasspachtel gleichmässig verteilt; die Platte wurde dann schnell gekühlt und schliesslich durch gelindes Erwärmen krystallisiert. Die beiden Zellen, mit denen die folgenden Beobachtungen angestellt wurden, trugen die Nummern 7 und 8. Zelle 7 enthielt etwa 2 g Selen und wurde nach dem Krystallisieren sofort abgekühlt, Zelle 8 etwa $1^1/_2$ g und wurde nach dem Krystallisieren 5 Stunden auf ca. 200^0 erhitzt („geglüht"). Die beiden Zellen wurden in zwei starke Holzklötze eingelassen, welche oben durch eine Glasplatte verschlossen wurden, um gegen äussere mechanische Angriffe geschützt zu sein. Ein vollkommener Abschluss gegen Feuchtigkeit war allerdings dadurch nicht gewährleistet. Um auch deren Einfluss zu eliminieren, werde ich, sobald als möglich, die Versuche mit ähnlich gebauten Zellen wieder aufnehmen, sie aber in ein evakuiertes Glasrohr einschliessen und (nach dem Vorgange von Ruhmer, D. R.-P. 147113) die Krystallisation erst hier eintreten lassen.

Ich will gleich erwähnen, dass beide Zellen, abgesehen von ihrem Widerstand, sich völlig gleich verhielten, dass also das „Glühen" bei diesen auf Kohle gebauten Zellen keine wesentliche Rolle spielt.

Entgegen der Bidwellschen Hypothese zeigten nun beide Zellen Lichtempfindlichkeit, und zwar fiel für beide bei Belichtung durch eine 16kerzige Glühlampe in 10 cm Entfernung nach 5 Minuten der Widerstand um etwa 55 Proz. Es war damit also schon erwiesen, dass die Widerstandsabnahme nicht an chemische Prozesse gebunden war. Ich versuchte dann, durch das folgende Verfahren einen zweiten Beweis dafür zu liefern:

Es war nicht völlig ausgeschlossen, dass bei der Belichtung doch chemische Prozesse auftraten (ich denke hier vor allen an Oxydationen), die bei Verdunkelung wieder zurückgingen. Diese sind aber stets mit Wärmeumsetzungen verbunden. Ich brachte deshalb auf das Selen der Zelle 7 ein Eisen-Konstantan-Thermoelement; ein zweites wurde auf der Temperatur des schmelzenden Eisens gehalten und beide durch ein empfindliches Edelmannsches Galvanometer verbunden. Der Ausschlag betrug für 11^0 Temperaturdifferenz etwa 130 Sct. Die Zelle wurde dann durch eine Glühlampe belichtet, welche in einem Glasgefäss stand, in das fortwährend Wasser zufloss, um die Temperatur konstant zu erhalten. Die Messungen begannen erst, nachdem die Wassertemperatur konstant geworden war. Ohne diese Vorsichtsmassregel stieg die Temperatur der Zelle infolge der Strahlung der Glühlampe, trotz zwischengeschalteter Alaunlösung, beträchtlich. Einige Versuche wurden auch mit Tageslicht angestellt.

Bei beiden Versuchsreihen wuchs der Ausschlag des Galvanometers sowohl während der Belichtung (5 Minuten) wie auch während der Verdunkelung (5 Minuten) allmählich, insgesamt etwa um 5 Sct. Diese rühren her von der Steigerung der Zimmertemperatur durch den Körper des Beobachters in der Nähe von Verbindungsstellen der Galvanometerszuleitungen, z. T. von der Erwärmung der Zelle durch den durch dieselbe gesandten Strom (da gleichzeitig immer der Widerstand der Zelle gemessen wurde). Ein chemischer Prozess wäre wahrscheinlich von einer grösseren Wärmetönung begleitet gewesen und hätte einen grösseren Ausschlag hervorrufen müssen, vor allem aber hätte der Ausschlag nach der Verdunkelung, entsprechend dem Wiederanwachsen des Widerstandes, wieder abnehmen müssen. Wenn er trotzdem langsam weiter wuchs, so ist das eben ein Beweis dafür, dass das Anwachsen nur durch äussere Störungen hervorgerufen war, und dass also keine chemische Prozesse dabei auftraten.

Nur scheint damit bewiesen zu sein, dass die Widerstandsabnahme durch Belichtung nicht auf chemische Prozesse zurückgeführt werden darf.[1] —

Ich stellte dann mit diesen Zellen noch eine Reihe anderer, der Hauptsache nach orientierender Versuche an, über die ich hier noch kurz berichten möchte:

Um aus der Einwirkung von Licht verschiedener Wellenlänge etwaige Schlüsse auf die Vorgänge bei der Widerstandsabnahme ziehen zu können, wurde die Empfindlichkeit der Zelle 8 bei Belichtung mit *Li*-, *Na*- und *Tl*-Licht bestimmt. Es ergab sich, dass die Empfindlichkeit mit abnehmender Wellenlänge abnahm; man muss natürlich zu diesem Zweck die Lichtquellen immer auf gleiche Intensität reduzieren, was durch Vergleich ihrer Helligkeit mit der einer Glühlampe vermittels des Bunsenschen Fettfleckphotometers geschah. Es würde sehr lohnenswert sein, diese Versuche mit vollkommeneren Hilfsmitteln (spektral zerlegtes Licht und Thermosäule) wieder aufzunehmen.

Falls äussere Temperaturstrahlung ferngehalten wurde, nahmen die Zellen ihren Widerstand — je nach der Stärke der Belichtung in 10—20 Minuten an; der Hauptabfall erfolgte in der ersten Minute, ebenso die Hauptzunahme nach Verdunkelung der Zelle, und zwar hängt die Grösse der Zunahme von der Stärke und Dauer der vorhergegangenen Belichtung ab. Die Annahme des ursprünglichen Dunkelwiderstandes erfolgte selbst bei schwacher Belichtung erst nach etwa 3 Stunden. Im allgemeinen wurde deshalb zwischen den einzelnen Versuchen ein Zeitraum von 24 Stunden gelassen.

An Zelle 8 wurden ferner einige Versuche über den Zusammenhang der Empfindlichkeit mit der Intensität des Lichtes angestellt, indem in einen allseitig geschlossenen Pappkasten eine Glühlampe in verschiedene Entfernung von der Zelle gebracht wurde. Es war bei einer Entfernung von:

1/2 m	die Empfindlichkeit	25,0	Proz.
1 „	„ „	13,9	„
1 1/2 „	„ „	9,9	„
2 „	„ „	7,7	„
2 1/2 „	„ „	4,7	„
3 „	„ „	3,4	„

Die einzelnen Messungen stimmen nicht zu gut überein (± 1 Proz.), da dieselben mehrere Tage auseinander liegen, und die Stromstärke für die Glühlampe nicht konstant zu halten war.

Die Empfindlichkeit ist also etwa proportional der Quadratwurzel aus der Intensität, wie es schon Rosse[1]) gefunden.

Zelle 7 wurde auf die Existenz von Polarisationsströmen hin untersucht. Es traten, nachdem mindestens 2 Minuten lang der Strom eines Akkumulators durch die Zelle geschickt war, Polarisationsströme stets von derselben Stärke auf, die bei unbelichteter Zelle 19 Sct, bei belichteter Zelle 22 Sct Ausschlag in einem Galvanometer hervorriefen. Man nimmt gewöhnlich an, dass die Polarisationsströme von auf den Zellen haftender Feuchtigkeit herrühren; Belichtung (oder die damit verbundene Wärmestrahlung) verstärkt also den Polarisationsstrom.

Die Zellen zeigten weiterhin die Eigenschaft, dass sie bei gleichmässiger Behandlung ihren Dunkelwiderstand konstant hielten, abgesehen von den durch Temperatur bewirkten Änderungen. Soviel mir bekannt, halten Zellen auf Metalldrähten, selbst bei konstanter Temperatur und gleichmässiger Behandlung ihren Widerstand nicht auf konstanter Höhe; eine im Besitz des Physikalischen Instituts zu Breslau befindliche von Ruhmer bezogene Zelle hatte z. B. nach Angabe von Ruhmer bei der Lieferung im Dezember 1902 einen Dunkelwiderstand von 40000 Ω; bis zum März 1903 war derselbe auf 100000 Ω gestiegen, und schwankte sehr leicht innerhalb 24 Stunden um 10 Prozent. Die beiden Zellen auf Kohlenfäden blieben jedoch völlig konstant; die Abweichungen vom Mittelwert waren kleiner als ± 1/2 Proz. Es hatte bei 10^0 Zelle 7 einen Widerstand von 208220 Ω, Zelle 8 einen solchen von 91240 Ω. Bei Steigerung der Temperatur um 1^0 nahm der Widerstand von Zelle 7 um 3,4 Proz., der von

1) Es war damit auch eine Vermutung widerlegt, die mir während der Betrachtungen aufgestiegen war, dass nämlich das Selen vielleicht die Lichtwellen absorbiere und in solche grösserer Wellenlänge (ultrarote) umwandle — nach Art der fluoreszierenden Substanzen — so dass die Widerstandsverminderung im letzten Grunde auf Wärmewirkung zurückzuführen gewesen wäre. —

1) Rosse, Phil. Mag. (4), **47**, 161—164, 1874.

Zelle 8 um 3,6 Proz. ab. Pocchettino[1]) findet einen ganz anderen Wert (0,4 Proz.) und ausserdem wächst bei seinen Zellen der Widerstand mit wachsender Temperatur; es liegt das in dem verschiedenen Verhalten der „weichen" und „harten" Modifikation[2]) begründet. Es müsste also möglich sein, durch geeignete Kombination der beiden Modifikationen Zellen herzustellen, welche den Temperaturkoeffizienten 0 haben.

Gegen ungleichmässige Behandlung sind die Zellen allerdings sehr empfindlich. Es wurde z. B. Zelle 7 mit kräftigen elektrischen Wellen bestrahlt; ihr Widerstand fiel auf 194000 Ω (was der Beobachtung von Agostini[3]), dass Selenzellen gegen elektrische Wellen unempfindlich sind, widerspricht), stieg dann im Verlauf von drei Tagen auf 201000 Ω und blieb hier ziemlich konstant, allerdings nicht so gut wie vorher. Infolge vermehrter Feuchtigkeitsabnahme fiel dann der Widerstand wieder und wurde unregelmässig. Die Zelle wurde dann zu Versuchen über Telephonie mit der singenden Bogenlampe benutzt und der starken Strahlung derselben in der Nähe ausgesetzt. Ihr Widerstand stieg dadurch bedeutend auf ca. 290000 Ω und hielt sich hier wieder angenähert konstant.

Ebenso empfindlich gegen strapaziöse Behandlung war die Zelle 8. Sie wurde $1\frac{1}{2}$ Stdn. mit der Glühlampe bestrahlt, wodurch sie stark erwärmt wurde (um ca. 20°). Sie nahm einen um etwa 4000 Ω tieferen Widerstand an, ging dann langsam in die Höhe, wahrscheinlich infolge der Abgabe von Feuchtigkeit, da das Beobachtungszimmer einige Tage hindurch kräftig geheizt wurde, und hielt sich dann konstant auf etwa 98000 Ω.

Infolge meiner Übersiedelung nach Cöthen war ich gezwungen, diese Versuche abzubrechen; einige wenige Messungen, die ich hier habe ausführen können, ergaben nach einer Ruhepause von 4 Wochen für die Zellen sehr angenähert denselben Widerstand. Ich hoffe jedoch, die Versuche mit nach obigen Angaben verbesserten Zellen spätestens zu Beginn des Sommersemesters wieder aufnehmen zu können. —

Da die Abnahme des Widerstandes bei Belichtung durch chemische Vorgänge nicht zu erklären ist, habe ich die folgende Hypothese gebildet: Ich vermute, dass das krystallinische Selen in zwei Modifikationen existiert, welche im dynamischem Gleichgewicht miteinander stehen; durch Belichtung wird dieses allmählich verschoben, nach Aufhören der Belichtung kehrt der ursprüngliche Zustand im allgemeinen allmählich wieder zurück. Wird die Zelle aber irgendwie strapaziert, so bildet sich von der einen Modifikation soviel, dass ein Teil derselben einen stabilen Gleichgewichtszustand annimmt und an dem dynamischen Gleichgewicht nicht mehr teilnimmt, oder — wenn die Belichtung weniger stark war, dass das Gleichgewicht erst nach längerer Zeit wieder eintritt. — Eine Entscheidung über die Richtigkeit dieser Hypothese ist vielleicht durch Untersuchungen der Empfindlichkeit bei möglichst verschiedenen Temperaturen zu erwarten, die ich, sobald ich durch andere Arbeiten nicht mehr verhindert bin, in Angriff nehmen werde.

Zu ganz ähnlichen Anschauungen kommt auch Marc[1]), dessen Arbeit ich erst kennen lernte, als die hier vorgetragenen Versuche und Ansichten im wesentlichen abgeschlossen waren.

Die Versuche wurden im Physikalischen Institut der Universität Breslau angestellt.

1) A. Pocchetino, Rend. R. Acc. dei Linc. (5), 11, 1. Sem., S. 286—289, 1902.
2) E. Ruhmer, diese Zeitschr. **3**, 468—472, 1902.
3) Agostini, Fortschritte der Physik, 1898.

1) Marc, Zeitschr. für anorgan. Chemie **37**, 459, 1903.

Cöthen, Phys. Labr. d. Techn., Januar 1904.

(Eingegangen 3. Februar 1904.)

Historische Notiz zur Wasserzersetzung.

Eine Erwiderung von Albert Neuburger.

In Jahrgang **4**, 865, 1903 dieser Zeitschrift" weist Edm. Hoppe darauf hin, dass nicht Simon, sondern Ritter die Priorität für die Erkenntnis gebühre, dass bei der elektrolytischen Wasserzersetzung einerseits nur reiner Wasserstoff und Sauerstoff entstehe, und dass andrerseits die Alkalibildung, die vorher beobachtet wurde, von Verunreinigungen herrühre. Ich habe in meinem Vortrag auf der Naturforscherversammlung in Kassel eingehend dargelegt, auf Grund welcher Arbeiten Simon die Priorität zuzuerkennen sei. Selbstverständlich waren mir, wie auch aus den Veröffentlichungen in der „Elektrochemischen Zeitschrift", Jahrgang X, Heft 3 und ff. hervorgeht, die Arbeiten Ritters genau bekannt, aber eben deswegen muss ich um so mehr an der Ansicht festhalten, dass einzig und allein Simon es war, der den ersten unzweifelhaften Beweis erbracht und der es zum erstenmal klar und deutlich ausgesprochen hat, dass bei der Zersetzung von Wasser nur reiner Wasserstoff und Sauerstoff entsteht und dass die Alkalibildung auf Verunreinigungen zurückzuführen ist.

Was von den Ritterschen Arbeiten im allgemeinen zu halten ist, habe ich in der „Elektrochemischen Zeitschrift", Jahrgang X, Heft 8, S. 179, Spalte 2 Zeile 10 von oben und ff. ausgesprochen. In ihnen mischen sich Wahrheit und Dichtung, richtige Beobachtung und Phantasiegebilde in krauser Reihe durcheinander; zu unterscheiden, was von seinen vielen Be-

hauptungen stichhaltig ist und was nicht, vermag wohl niemand mehr. Er hat so viel behauptet, dass man ihm schliesslich die Priorität für eine ganze Anzahl von Thatsachen zuerkennen könnte. Das Urteil seiner Zeitgenossen und das der Nachwelt lautet einstimmig dahin, dass Ritter ein Phantast war und dass vielen seiner Angaben durchaus zu misstrauen ist. Wollte man alle die dahin gehenden Urteile zusammenstellen, so liessen sich mit den betreffenden Citaten ganze Spalten anfüllen, ja sogar Ostwald, dessen Rede im Jahre 1894 Hoppe citiert, weist in seinem Werke: „Elektrochemie, ihre Geschichte und Lehre" trotz aller sonstigen Vorliebe für Ritter an vielen Stellen auf dessen oft etwas zuweit gehende geistige Regsamkeit hin. Für den Historiker ist also Ritter eine Quelle von sehr zweifelhafter Güte und in keinem Falle sind seine Angaben so unanfechtbar, dass man sie als Grundlagen für die Geschichtsschreibung benutzen darf. Wollte man dies thun, so würde man in einen Fehler verfallen, den der Historiker unter allen Umständen vermeiden muss. Dass aber demjenigen, der die Verhältnisse der Wasserzersetzung zum erstenmal in klarer und unanfechtbarer Weise erforscht hat, also Simon, auch unter allen Umständen die Priorität zugesprochen werden muss, das kann für den, der nicht an einer besonderen Vorliebe für Ritter leidet, sondern sich auf einen rein objektiven Standpunkt stellt, keinem Zweifel unterliegen.

Wenn wir nun aber die Arbeiten Ritters über die elektrolytische Wasserzersetzung selbst etwas näher betrachten, so finden wir hier eine solche Fülle von Widersprüchen, dass eine völlige Klarheit nur schwer zu erlangen ist. Zunächst hat Ritter vor Simon (im Jahre 1801) im wesentlichen nur den von Hoppe richtig angeführten Versuch gemacht; er ist aber bei diesem auf die Frage der Verunreinigungen, auf die es doch in erster Linie ankommt, gar nicht eingegangen, sondern hat, wofür ich mir statt andrer Hoppe selbst als Quelle zu citieren gestatte (Hoppe, die Akkumulatoren für Elektrizität, 1898, S. 6), lediglich geschrieben, „dass er Wasserstoff und Sauerstoff einzeln auffange und dass er sie beide rein erhalte. Ja, er hat auch die Probe der wirklichen Wasserzersetzung zuerst gemacht, er leitete beide Gassorten in ein Gefäss, verpuffte sie hier durch den Funken und erhielt so das Wasser wieder, welches er erst zersetzt hatte." So schreibt Hoppe! Wir wollen darauf, was eine „wirkliche Wasserzersetzung" ist, hier nicht näher eingehen und auch nicht darauf hinweisen, dass „wirkliche Wasserzersetzungen" schon vor Ritter von anderen gemacht wurden, sondern wollen an Stelle des oben citierten Hoppeschen Schlusses hier den hersetzen, den Ritter selbst im Jahre 1801 aus seinen verschiedenen Versuchen über Wasserzersetzung zog. Da sich aber, wie wir schon eingangs erwähnten, aus Ritters Schriften alles Mögliche herauslesen lässt, und da wir, wenn wir eine Stelle aus diesen auswählen, vielleicht des Mangels an Objektivität geziehen werden könnten, so citieren wir zwei andere Geschichtsschreiber, von denen der eine gewiss als objektiv gelten kann und von denen der andere eher den Ansichten Hoppes zuneigt, nämlich Kopp und Ostwald.

Kopp schreibt (Geschichte der Chemie, **2**, 278, 1845) „Ritter schloss hieraus (aus dem Versuch zur Wasserzersetzung, 1801): Sauerstoff sei Wasser mit negativer, Wasserstoffgas sei Wasser mit positiver Elektrizität verbunden; eine Ansicht, welche bei der rasch voranschreitenden Erkenntnis des Galvanismus sich bald unhaltbar zeigte; in ihrer Aufstellung sehen wir den letzten Versuch, die Zusammensetzung des Wassers zu leugnen."

Ostwald, der von Ritters Versuch, durch den die elementare Natur des Wassers erwiesen werden sollte, sagt: „Ritter hat hier, wie ihm das nicht selten geschah, auf eine nicht hinreichend sorgfältig untersuchte Erscheinung weitgehende theoretische Schlüsse gebaut und im Eifer des Schliessens versäumt, sich der Festigkeit der Unterlagen seines theoretischen Gebäudes zu vergewissern" (Elektrochemie, S. 162), führt auf der folgenden Seite (S. 163) wörtlich folgendes an: „Auch Ritter ist später (!) auf diese Frage zurückgekommen und hat (Gilberts Annalen **8**, 32, 1801) die Unrichtigkeit seiner Beobachtung zugegeben. Dagegen erklärte er, dass man seinen Versuch nur richtig aufzufassen brauche, um das gleiche Resultat, dass das Wasser bei diesem Versuch nicht in seine Bestandteile gespalten werde, zu erhalten."

Und daraus soll also für Ritter ein Anspruch auf Priorität in Bezug auf die richtige Erkenntnis der Verhältnisse bei der elektrolytischen Wasserzersetzung abgeleitet werden!

Die Vermutung, dass das Alkali und die Säure bei der Wasserzersetzung vielleicht von Verunreinigungen des Wassers herrühren können, stellt Ritter zum ersten Male in einem Briefe an Gehlen auf, in dem er sich über die Arbeiten Pacchianis auslässt. Dieser Brief ist veröffentlicht in „Gehlens Journal für die Chemie und Physik" **1**, 36, 1806 — also volle fünf Jahre, nachdem die Arbeiten Simons erschienen waren! Wo bleibt also die Priorität Ritters in Bezug auf diesen Punkt, ganz abgesehen davon, dass Ritter selbst dann noch schreibt, „dass bisher gerade das reinste Wasser am wenigsten Säure und Natron gegeben habe?"

Also auch im Jahre 1806 war es ihm noch nicht gelungen, säure- und alkalifreies Wasser zu erhalten!

(Eingegangen 29. Januar 1904.)

Beitrag zur Klärung der neuesten Versuche von R. Blondlot[1]) über die *n*-Strahlen.

Von O. Lummer[2]).

Bei allen Beobachtungen Blondlots über die *n*-Strahlen besteht die Wirkung in einer Aufhellung einer Lichtquelle bei Bestrahlung oder vielmehr in einer Verdunkelung bei Aufhebung der Bestrahlung, sei es, dass man einen Bleischirm oder die Hand zwischen die analysierende Lichtquelle und die strahlende *n*-Quelle bringt. Als analysierende Lichtquelle dient ein kleiner Funken, eine bläulich brennende Flamme, eine phosphoreszierende Fläche, ein dunkelrot glühendes Platinblech oder eine von einer Lichtquelle schwach beleuchtete Papierfläche. Die Dimensionen aller dieser analysierenden Leuchtquellen sind sehr klein (das beleuchtete Papier z. B. ist 2 mm × 16 mm gross) und die Beobachtung geschieht im dunkeln Zimmer.

Ohne vorläufig die objektive Existenz dieser *n*-Strahlen in Abrede stellen zu wollen, möchte ich im folgenden darlegen, dass sich eine ganze Reihe der Blondlotschen Versuche in ihrem Effekte fast vollkommen nachahmen lassen ohne Benutzung irgend einer Strahlungsquelle bezw., dass Gestalts-, Helligkeits- und Färbungsänderungen der analysierenden Leuchtfläche, wie sie Blondlot bei Bestrahlung und Abblendung beobachtet hat, sich zurückführen lassen auf Vorgänge in unserem Auge, und zwar auf den Wettstreit der Stäbchen und Zapfen unserer Netzhaut beim Sehen im Dunkeln.

Während man lange Zeit glaubte, dass die Zapfen allein die lichtempfindlichen Gebilde unserer Netzhaut seien, gelang es auf Grund der neueren physiologischen Forschungen über das Sehen bei geringer Helligkeit etc. die Wirkungsweise beider Netzorgane zu erkennen.[1])

Die Quintessenz aller dieser Fortschritte zog J. v. Kries[2]). Nach ihm stellen die Zapfen unseren farbentüchtigen „Hellapparat" und die Stäbchen unseren total farbenblinden „Dunkelapparat" dar. Dieser Kriesschen Theorie gemäss vermitteln die Zapfen also das Sehen bei grosser Helligkeit und ihre Erregung durch die Lichtwellen erweckt im Gehirn die Empfindung der Farbe, während die purpurhaltigen Stäbchen total farbenblind sind, erst bei sehr geringer Helligkeit in Wirksamkeit treten und mit der Fähigkeit ausgestattet sind, ihre Empfindlichkeit im Dunkeln ganz bedeutend zu steigern. „Dunkeladaptation" nennt Kries diese Eigenschaften der Stäbchen. Ehe also die Zapfen farbiges Licht empfinden, vermitteln die Stäbchen zum Gehirn den Eindruck farbloser Helligkeit.

Aus der Anatomie der Netzhaut[3]) unseres Auges folgt andrerseits, dass auf der Netzhautgrube oder Fovea centralis nur Zapfen und gar keine Stäbchen vorhanden sind, während die übrige Netzhaut sowohl Stäbchen wie Zapfen enthält, und zwar in der Anordnung, dass nach dem Rande der Netzhaut zu die Stäbchen an Zahl die Zapfen überwiegen. Wie wir wissen, ist nun die Netzhautgrube die bevorzugte Stelle, mit der wir sehen, wenn wir einen Gegenstand fixieren und scharf ins Auge fassen. Beim Fixieren oder beim direkten Sehen (foveal) sind daher die Stäbchen ausgeschaltet und nur beim indirekten Sehen (peripher) treten ausserdem noch die Stäbchen in Thätigkeit. Hier treten also bei geringer Helligkeit die beiden Sehapparate in einen scharfen Wettstreit ein, der, wenn nur die Helligkeit gering genug ist, zu Gunsten der farbenblinden Stäbchen ausfällt, so dass dann alles „Grau in Grau", d. h. in farbloser Helligkeit erscheint.

Mit Hilfe dieser Theorie erhielt man eine zwanglose Deutung für vorher unerklärliche Erscheinungen, wie z. B. das Purkinjesche Phänomen, das Wandern des „neutralen Punktes" im Spektrum der Rotgrün-Verwechsler mit abnehmender Intensität (E. Brodhun) und die Abhängigkeit der Farbengleichungen von der abso-

1) R. Blondlot, Sur de nouvelles actions produites par les rayons *n*: généralisation des phénomènes précédemment observés. C. R. **137**, 684, 1903. — Sur l'emmagasinement des rayons *n* par certains corps. C. R. **137**, 729, 1903.

2) Der mir geäusserten Bitte seitens der Redaktion dieser Zeitschrift, einen Auszug aus meiner obigen Notiz (siehe Verhdlgn. d. D. Ph. Ges. No. 23, 1903) zu geben, komme ich um so lieber nach, als sich seit meiner Publikation einerseits die Mitteilungen über die Erfolglosigkeit bei der Wiederholung der Blondlotschen Versuche gemehrt haben (ausser H. Zahn, diese Zeitschr. **4**, 868, 1903, haben mir verschiedene andere deutsche Physiker liebenswürdigerweise schriftlich mitgeteilt, dass sie keinen der Blondlotschen Effekte erhalten haben, falls sie auf die hier geschilderten Eigentümlichkeiten des Auges Rücksicht nehmen), andrerseits das Interesse an den neckischen *n*-Strahlen sich insofern erhöht hat, als die Existenz dieser bezw. ähnlicher Strahlen ausser von Blondlot auch von Charpentier, Macé de Lépinay und Edouard Meyer hat nachgewiesen werden können, wenn auch wieder nur durch subjektive Beobachtungsmethoden. Lummer.

1) Vergl. A. König, Über den menschlichen Sehpurpur und seine Bedeutung beim Sehen. Sitzber. d. Berl. Akad. d. Wissensch. S. 577, 1894.

2) J. v. Kries, Über die Funktion der Netzhautstäbchen. Ztschr. f. Psych. u. Physiol. d. Sinnesorgane **9**, 81—123, 1894.

3) R. Greeff, Mikroskopische Anatomie des Sehnerven und der Netzhaut. Aus dem Handbuch der Augenkeilkunde von Gräfe u. Sämisch, 2. Aufl., I. Bd., V. Kap. Leipzig 1901.

luten Intensität. Und in meiner Arbeit „Grauglut und Rotglut“ konnte ich zeigen[1]), dass man die merkwürdige und „gespensterhafte“ Erscheinung der Grau- und Rotglut erklären kann, wenn man den beiden lichtempfindlichen Apparaten die Rolle zuschreibt, welche ihnen v. Kries beigelegt hatte.

Beobachten wir im Dunkelzimmer die allmähliche Temperatursteigerung eines Körpers von der Zimmertemperatur bis zur Glühtemperatur, so meldet unser Auge meiner Ansicht nach einen zweimaligen Sprung, erst vom Dunkel zum Gespenstergrau (Grauglut) und später von der Grauglut zur farbigen Glut (Rotglut). In beiden Fällen entsteht der „Sprung“ durch das Überschreiten der Reizschwelle unseres Sehnerven; nur die vermittelnden Organe sind in beiden Fällen andere: die Grauglut entspricht der Reizschwelle der Stäbchen, die Rotglut der Reizschwelle der Zapfen unserer Netzhaut. Demnach haben wir die Grauglut als eine Empfindung der Netzhautstäbchen und die Rotglut als die Empfindung der Netzhautzapfen aufzufassen.

Das „Gespenstische“ des Stäbchensehens tritt erst ein, wenn man eine genügend kleine Fläche betrachtet, deren Netzhautbild an Ausdehnung höchstens gleich der Stelle des deutlichsten Sehens, der Netzhautgrube, ist und deren Helligkeitssteigerung man im Dunkeln von Null an verfolgt. Am besten bedient man sich dazu eines elektrisch geglühten Platinbleches, welches man durch ein Diaphragma begrenzt und dessen Lichtentwickelung man mit gut ausgeruhtem Auge im Dunkeln verfolgt. Hat das Platinblech die Temperatur von etwa 400° C. erreicht, so werden zunächst nur die Stäbchen des im Dunkeln umherirrenden Auges erregt und im Gehirn wird die Empfindung farbloser Helligkeit (Grauglut) ausgelöst. Gewöhnt, das zu fixieren, was uns „Licht“ zusendet, wenden wir unser Auge in die Richtung, von der wir glauben, dass die Lichtstrahlen gekommen sind. Da aber die Zapfen noch nicht in Erregung geraten, sendet die Netzhautgrube auch keine Lichtmeldung zum Gehirn, also können wir auch die „fixierte“ Stelle nicht sehen! Es tritt somit hier der merkwürdige Zustand ein, dass wir etwas sehen, was wir nicht fixieren, während es unsichtbar wird, wenn wir es näher ins Auge fassen wollen. Und da wir beim direkten Sehen nichts sehen können, so bewegen wir unwillkürlich unser Auge weiter, wodurch die Strahlen wiederum auf extrafoveale Netzhautstellen fallen; wiederum erhalten wir den Eindruck von Licht und von neuem beginnt die Suche nach dem Orte, von wo das merkwürdige Licht kommt. So entsteht in uns der Eindruck eines Lichtes, welches hin und her huscht, bald vorhanden ist, dann wieder entflieht, und uns gleich einem „Irrlicht“ neckt. Erst wenn die Helligkeit so gross geworden ist, dass auch die Zapfen erregt werden und dem Gehirn „Licht“ zu melden imstande sind, schwindet dieser ungewohnte Zustand; dann sehen wir das, was wir fixieren, ganz wie wir es gewöhnt sind, und das Gesehene flieht nicht mehr unseren prüfenden Blick. Dies tritt beim Glühen erst ein, sobald der Körper die Temperatur etwas über 500° C erreicht hat; erst dann werden die Zapfen erregt und wir empfinden ausser der Helligkeit auch noch Farbe: Die „Grauglut“ geht über in „Rotglut“.

Aber bei noch viel höherer Temperatur (bis 700° C. und darüber) treten die Stäbchen mit den Zapfen in starke Konkurrenz und die beim Fixieren des Platinbleches gesehene hellrote Farbe verwandelt sich beim indirekten Sehen in ein eigentümliches, farbloses Weiss, das „Stäbchenweiss“, während die Helligkeit des Platinbleches gleichzeitig bedeutend zunimmt.

Bei einigen Versuchen Blondlots befindet man sich ganz in der Lage wie bei der Beobachtung des soeben geschilderten „Gespenstersehens“. Man beobachtet im Dunkeln und betrachtet eine sehr kleine, schwach leuchtende Fläche, z. B. ein dunkelrot glühendes Platinblech. Ehe man seine ganze Aufmerksamkeit auf dasselbe richtet, wird man es mit extrafovealen Stellen der Netzhaut betrachten, weil das Auge unwillkürlich das meiste Licht aufzufangen sucht, so dass also Zapfen und Stäbchen am Sehen teilnehmen. Sobald man jetzt den Bleischirm oder die Hand zwischen die Strahlungsquelle und die leuchtende Platinfläche einschaltet, um dessen Veränderung zu beobachten, wird man das Platinblech möglichst scharf fixieren und damit also die Stäbchen ausschalten. Die notwendige Folge wird sein, dass das Platinblech weniger hell und rötlich erscheinen wird, da das peripher mitwirkende Stäbchenweiss fortfällt. Aber diese Fixation kostet Zeit und Anstrengung. Die beobachtete Verdunkelung und Rotfärbung wird also eine gewisse Zeit in Anspruch nehmen und das Auge wird, sobald man die Hand oder den Schirm fortnimmt, baldmöglichst zur extrafovealen Beobachtung zurückkehren, bei der es mehr Licht empfängt. Nach Fortnahme des Schirmes nimmt also die Helligkeit des Platinbleches wieder zu. Und falls die Helligkeit der beobachteten Leuchtfläche sehr gering ist, wird mit dem Dunkelwerden beim Fixieren zugleich eine Verundeutlichung der Begrenzung

1) O. Lummer, Über Grauglut und Rotglut. Wied. Ann. **62**, 14—29, 1897. Verh. Phys. Ges. Berlin, **16**, 121—127, 1897.

eintreten, ja eventuell das vollkommene Verschwinden des Platinbleches, falls die Energie unter die Reizschwelle der Zapfen sinkt und die beobachtete Fläche klein genug ist.

Zum Beweise, dass die hier geschilderten und von mir seit einer Reihe von Jahren in meiner Vorlesung einem grösseren Zuhörerkreise vorgeführten Phänomene[1]) den neueren, von Blondlot geschilderten Beobachtungen ausserordentlich ähneln, will ich zwei Sätze aus seiner Abhandlung vom 2. Nov. 1903 (C. R. **137**, 685, 1903) wörtlich anführen. Nachdem er die Anordnung bei der Beobachtung eines schwach beleuchteten Papierstreifens beschrieben, fährt er fort:

„Si maintenant on intercepte[2]) les rayons en interposant une lame de plomb ou la main, on voit le petit rectangle de papier s'assombrir, et ses contours perdre leur netteté; l'éloignement de l'écran fait reparaître l'éclat et la netteté: la lumière diffusée par la bande de papier est donc accrue par l'action des rayons *n*."

Und in dem Falle, wo Blondlot das an einer Nähnadel gespiegelte transparent leuchtende Papier beobachtet und nun die Nähnadel mit den *n*-Strahlen bestrahlt, schildert er die Wirkung mit folgenden Worten: „Il fut alors facile de constater que l'action de ces rayons renforce l'image, car si l'on vient à les intercepter[2]), cette image s'assombrit et devient rougeâtre. J'ai répété cette expérience avec le même succès en employant, au lieu de l'aiguille à tricoter, un miroir plan en bronze."

In dieser Abhandlung heisst es auch: „Toutes ces actions des rayons *n* sur la lumière exigent un temps appréciable pour se produire et pour disparaître"; also ganz wie bei den Erscheinungen der Grauglut und Rotglut beim Sehen im Dunkeln. Bei den in dieser Abhandlung geschilderten Versuchen ist nicht die Rede von dem Verhalten der verschiedenen Substanzen gegenüber den *n*-Strahlen. Es versteht sich von selbst, dass das Sehen im Dunkeln durchaus nicht imstande ist zu erklären, warum einige Substanzen die *n*-Strahlung hindurchlassen, andere nicht. Wohl aber lässt sich ohne weiteres aussagen, dass weder eine Aufhellung, noch eine Verdunkelung, noch eine Färbungsänderung eintreten wird, wenn man während der Operation bei nur gedachter Strahlungsquelle die analysierende Leuchtfläche andauernd fixiert, so dass ihr Bild immer auf die Netzhautgrube fällt und nur die Zapfen wirksam sind. Übrigens ist dieses andauernde Fixieren im allgemeinen und besonders bei Betrachtung einer sehr schwach leuchtenden kleinen Fläche im dunkeln Zimmer mit grosser Anstrengung verbunden. Ist doch, wie man aus den hypnotischen Experimenten kennt, das andauernde Fixieren kleiner heller Objekte das wirksamste Mittel, um eine Person in hypnotischen Schlaf zu versetzen!

Aber trotzdem man nicht alle Versuche des Herrn Blondlot durch rein subjektive Empfindungsvorgänge auch ohne Anwendung einer Strahlungsquelle nachahmen kann, glaubte ich doch auf diese neueren physiologischen Erkenntnisse hinweisen zu sollen, um so mehr als Herr Blondlot in keiner Publikation darauf Bezug nimmt, und weder angiebt, mit welchem Sehapparat man beobachten soll, noch vor den Täuschungen warnt, denen man bei seinen Versuchen verfallen kann. Sobald es gelungen sein sollte, die *n*-Strahlen einwandsfrei objektiv nachzuweisen, ist selbstverständlich dieser Beitrag zur Klärung etc. gegenstandslos geworden.

(Eingegangen 22. Januar 1904.)

1) Vergl. auch O. Lummer: „Experimentelles über das Sehen im Dunkeln und Hellen" (Hypothese über die Ursache der „Farbenblindheit", Verhdlgn. der Deutsch. Physik. Gesellsch. Vorgetragen 22. Januar 1904. Abgedruckt Jahrg. **2**, 62 ff., 1904.

2) Im Original nicht stark gedruckt.

Über die Energie der Röntgenstrahlen.

Von W. Wien.

Von allen Hypothesen über die Natur der Röntgenstrahlen scheint mir die Wiechertsche Annahme, dass sie in elektromagnetischen, kurz dauernden Störungen bestehen, die von der schnellen Verzögerung der mit grosser Geschwindigkeit aufprallenden negativen Elektronen hervorgerufen werden, die wahrscheinlichste zu sein. Betrachtungen über derartige Störungen sind bereits von Heaviside angestellt und von J. J. Thomson[1]) auf Röntgenstrahlen angewendet.

Von ganz andern Gesichtspunkten ausgehend, nämlich von den Differentialgleichungen der Elektrodynamik für bewegte Körper, habe ich in einer demnächst in den Annalen der Physik erscheinenden Arbeit streng das Problem behandelt, bei dem das Moment m_x eines elektrischen Doppelpunkts, der in der Entfernung l die Ladungen $+e$ und $-e$ trägt und sich mit einer Geschwindigkeit v in der Richtung seiner Achse bewegt, entsprechend der Gleichung

$$m_x = \frac{el}{\pi} \operatorname{arctg} nt$$

mit der Zeit sich ändert, wo n eine Konstante bezeichnet.

Hierdurch kann mit gewisser Annäherung auch die der Funktion $\operatorname{arctg} nt$ proportionale Bewegung eines Elektrons dargestellt werden,

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5), **45**, 172, 1898.

wenn die Grösse $\frac{ln}{\pi k^2 c}$ sehr klein ist, wo c die Lichtgeschwindigkeit und $k^2 = 1 - \frac{v^2}{c^2}$ ist, und wenn l überhaupt gegen die in Betracht kommenden Längen klein ist.

Wenn das Elektron sich zunächst mit der konstanten Geschwindigkeit v bewegt und erfährt dazu noch eine durch die Funktion $\frac{l}{\pi} \operatorname{arctg} nt$ dargestellte Änderung seines Weges, so wird die hierdurch herbeigeführte Modifikation des Feldes unter den gemachten Voraussetzungen durch das veränderliche Feld des Doppelpunkts dargestellt.

Für die durch die Störung hervorgerufene Ausstrahlung ist diese Modifikation des Feldes, nicht das Feld selbst, massgebend, da das letztere in grosser Entfernung gegen die erstere verschwindet.

Für die Ausstrahlung kann man daher die für den Doppelpunkt sich ergebende einsetzen, die ich

$$= \frac{2e^2 l^2 n^3}{15 k^8 c^3}\left(5 - 3\frac{v^2}{c^2}\right)$$

gefunden habe, wenn in Bezug auf die Zeit zwischen $-\infty$ und $+\infty$ integriert wird.

Die durch $\frac{l}{\pi} \operatorname{arctg} nt$ dargestellte Bahn, deren Länge l beträgt, wird in der Zeit von $-\infty$ bis $+\infty$ durchlaufen. Bei grossen Werten von n wird sie mit endlichen Geschwindigkeiten nur in der Nähe von $t = 0$ durchmessen. Die grösste Geschwindigkeit ist bei $t = 0$; sie ist

$$\frac{nl}{\pi}.$$

Mache ich nun $\frac{nl}{\pi} = -v$, so wird die Geschwindigkeit des Elektrons für $t = 0$ und steigt nachher wieder auf ihren ursprünglichen Wert. Es ist dies ein Vorgang, wie er möglicherweise beim Durchgang der Kathodenstrahlen durch ein Lenardsches Fenster eintritt.

An sich steht zwar nichts im Wege, das Elektron, nachdem es einmal die Geschwindigkeit Null erreicht hat, nun in Ruhe zu lassen, aber für die Berechnung der Ausstrahlung kommt dann die Zeit in Betracht, nachdem die Bewegung bereits aufgehört hat, weil die Strahlung durch Integration des Poyntingschen Vektors über eine unendlich entfernte Oberfläche gewonnen werden muss und die Strahlung Zeit braucht, um diese Oberfläche zu erreichen. Zur exakten Berechnung der Strahlung, die ausgesandt wird, wenn das Elektron von der Zeit $t = 0$ an in Ruhe bleibt, muss ich daher den Poyntingschen Vektor über eine unendlich entfernte Fläche integrieren, zuvor aber das Zeitintegral von $-\infty$ an für jeden Punkt der Fläche bis zu dem Moment nehmen, wenn die vom Elektron in dem Zeitpunkt $t = 0$ ausgesandte Strahlung den Punkt der Fläche erreicht.

Nehme ich für die Fläche ein Rotationsellipsoid, in dessen Mittelpunkt sich das Elektron befindet und dessen Gleichung

$$x^2 + (y^2 + z^2) k^2 = r^2$$

lautet, wo r als konstant anzusehen ist, so wird die Zeit, welche verstreicht, bis die im Moment $t = 0$ ausgesandte Strahlung die einzelnen Punkte der Fläche erreicht, durch die Gleichung bestimmt

$$t = \frac{\frac{v}{c} x + r}{k^2 c}.$$

Führe ich die Integration in dieser Weise aus, so erhalte ich die Strahlung

$$\frac{e^2 l^2 n^3}{15 k^8 c^3}\left(5 - 3\frac{v^2}{c^2}\right)$$

d. h. die Hälfte der Strahlung, die ich erhalte, wenn ich die Integration von $-\infty$ bis $+\infty$ erstrecke.

Wenn man dieses Resultat auf Röntgenstrahlen anwenden will, so ist zu berücksichtigen, dass $\frac{nl}{\pi k^2 c}$ klein gegen 1 sein soll.

Da nun aber $\frac{nl}{\pi} = -v$ angenommen werden muss, wenn ein vollständiges Aufhalten des Elektrons eintreten soll, so ist bei einigermassen schnellen Kathodenstrahlen $\frac{v}{k^2 c}$ keine kleine Grösse mehr.

Die Grösse l ist als die Strecke anzusehen, auf der die Kathodenstrahlen aufgehalten werden. Mit Rücksicht darauf, dass $\frac{c}{n}$ die „Impulsbreite" ist, haben wir l etwa von der Ordnung 10^{-6} cm anzunehmen. Da die Grösse doch als recht unsicher anzusehen ist, so wird man auch die obige Formel noch auf Strahlen anwenden dürfen, die $^1/_3$ Lichtgeschwindigkeit haben, weil es doch nur auf eine ungefähre Schätzung vorläufig ankommen kann. Wir setzen also $\frac{v}{c} = {}^1/_3$, $l = 10^{-6}$ cm. Für e ist das Elementarquantum der negativen Elektrizität, nach J. J. Thomson[1])

$e = 7{,}3 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten einzusetzen.

Setze ich diese Zahlen in die obige Formel,

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) **46**, 542, 1898.

so ist die von einem Elektron bei seiner Verzögerung auf die Geschwindigkeit Null ausgesandte Strahlung

$$3{,}03 \cdot 10^{-13} \; Erg.$$

Wenn in einer Entladungsröhre in den Kathodenstrahlen 10^{-3} Amp. Elektrizität transportiert werden, so sind das in der Sekunde

$$4{,}1 \cdot 10^{15} \text{ Elektronen.}$$

Die gesamte, nach der Annahme in Röntgenstrahlen verwandelte Energie beträgt demnach

$$1250 \frac{Erg}{sek} = 12{,}5 \cdot 10^{-5} \text{ Watt.}$$

Nach Kurlbaum[1]) ist die Ausstrahlung eines schwarzen Körpers von 100^0 gegen einen von 0^0 bei 1 cm^2 Oberfläche

$$7{,}3 \cdot 10^{-2} \text{ Watt.}$$

Die Energie der Röntgenstrahlen wäre also fast 500 mal so klein. Vielleicht muss die Strecke, auf der die Bremsung der Elektronen erfolgt, kleiner angenommen werden. Dann wird n entsprechend grösser und in demselben Verhältnis wächst die Strahlung.

1) Kurlbaum, Wied. Ann. **65**, 759, 1898.

Würzburg, Physik. Institut, 1. Februar 1904.

(Eingegangen 2. Februar 1904.)

Über die Gültigkeit des Daltonschen resp. Henryschen Gesetzes bei der Absorption der Emanation des Freiburger Leitungswassers und der Radiumemanation durch verschiedene Flüssigkeiten.

Von Heinrich Freiherr Rausch von Traubenberg.

Herr Prof. F. Himstedt hat im April 1903 eine Abhandlung in den Berichten der Freiburger naturforschenden Gesellschaft veröffentlicht[1]), die über die Ionisierung der Luft durch Wasser handelt. Er zeigt darin, wie Luft, welche durch Wasser geblasen wird, eine Leitfähigkeit grösser als das 100fache ihres gewöhnlichen Betrages anzunehmen vermag; ob diese Ionisierung durch das Vorhandensein radioaktiver Substanzen (resp. Emanation) im Wasser oder durch die grosse dissoziierende Kraft desselben bedingt sei, sollten weitere Versuche erweisen.

Herr Prof. Himstedt übergab mir im Juni 1903 unter anderem die aufgabe, Versuche anzustellen, welche imstande wären, diese Frage zu entscheiden, und überliess mir einen Teil seiner, bei vorerwähnter Untersuchung verwandten Apparate, in der liebenswürdigsten Weise.

Mittlerweile ist eine zweite Veröffentlichung[1]) von Prof. Himstedt „über die radioaktive Emanation der Wasser- und Ölquellen" erschienen, welche weitere Versuche von ihm mitteilt und auf meine inzwischen angestellten Untersuchungen kurz hinweist. In einigen von Prof. J. J. Thomson in Cambridge angestellten Versuchen[2]) sahen wir eine wertvolle Bestätigung der von uns gefundenen Thatsachen. Die folgende Mitteilung soll den Zweck haben, über die von mir angestellten Beobachtungen kurz zu berichten.

Zunächst galt es zu untersuchen, ob ein und dasselbe Wasserquantum die Fähigkeit verlieren kann oder nicht, eine ionisierende Kraft auszuüben.

Zu diesem Zwecke gebrauchte ich einen Zerstreuungsapparat nach Elster und Geitel, der sich, von einem Drahtnetz umgeben, innerhalb eines ca. 20 Liter grossen Glasgefässes befand. Die Entladungsgeschwindigkeit des Elektroskops wurde mittels Fernrohr abgelesen.

Die in diesem Zerstreuungsapparate befindliche Luft wurde durch ein kleines Wasserstrahlgebläse angesogen und wieder in den Apparat zurückgeblasen, so dass dieselbe Luft fortwährend durch die Wasserstrahlpumpe cirkulierte und so in innige Berührung mit dem Wasser kam. Das aus dem Gebläse unten ausfliessende Wasser wurde oben stets wieder eingefüllt und so eine vollständige Ausnützung desselben Wasserquantums erzielt. Für gute Trocknung der Luft wurde durch zwischengeschaltete Röhren mit Chlorcalcium und metallischem Natrium gesorgt.

Ein abgemessenes Wasserquantum vermochte, eben der Wasserleitung entnommen, die Leitfähigkeit der Luft von 19 Min. auf 8 Min. zu erhöhen (Leitfähigkeit 19 resp. 8 Min. bedeutet, dass das Elektroskopblättchen, um von Skalenteil 13 bis 12 zu fallen, 19 resp. 8 Min. braucht). Lässt man nun dasselbe Wasserquantum zum zweiten Male in derselben Weise auf Zimmerluft von Zerstreuung 20 Min. einwirken, so vermochte es diese Zerstreuung nur auf 19 Min. zu erhöhen; offenbar verliert das Wasser die Fähigkeit zu ionisieren.

Diese Eigenschaft des Wassers machte das Vorhandensein von einer ionisierend wirkenden Substanz im Wasser äusserst wahrscheinlich. Ich zog nun aus dieser Überlegung den Schluss: verliert das Wasser die ionisierende Eigenschaft und haben wir es mit etwas Substanziellem zu thun, so muss man dem Wasser diese Eigenschaft auch wieder künstlich verleihen können. Zu diesem Zweck leitete ich in inaktives Wasser stark aktive Gebläseluft, wodurch das Wasser sofort

1) Ber. d. naturforschenden Gesellschaft zu Freiburg i. Br. Band XIII, Seite 101—115, April 1903. Vergl. auch diese Zeitschr. **4**, 482, 1903.

1) Ber. d. naturforschenden Gesellschaft zu Freiburg i. Br. Band XIV, Seite 181—189, November 1903.

2) Naturwissenschaftliche Rundschau, Juli 1903.

wieder seine ionisierende Eigenschaft erlangte und wie frisches Leitungswasser wirkte. (Mit aktivem und inaktivem Wasser wird im folgenden Wasser bezeichnet werden, das noch die Fähigkeit besitzt zu ionisieren, oder solches, dem diese Fähigkeit auf irgend eine Weise entzogen wurde.)

Herr Prof. Himstedt riet mir, als ich ihm diese Beobachtung mitteilte, verschiedene andere Flüssigkeiten künstlich zu aktivieren, die sich bei seiner ersten Untersuchung (siehe daselbst Seite 107) als inaktiv erwiesen hatten.

Ich fand nun die Thatsache, dass Petroleum, Alkohol und Benzol, während sie im gewöhnlichen Zustande vollkommen inaktiv sind, künstlich mittels Wasserstrahlgebläseluft aktiviert, eine ca. 20 mal grössere Aktivität erlangen als Wasser, ferner zeigten die Vorversuche eine starke Abhängigkeit der aufgenommenen Menge aktiver Bestandteile der Gebläseluft durch inaktive Flüssigkeiten mit der Temperatur.[1]) Weiter zeigte sich die Erscheinung, dass inaktives Benzol mit aktivem Wasser geschüttelt diesem den ionisierenden Bestandteil nach Massgabe seines offenbar grösseren Absorptionskoeffizienten für denselben fast vollständig entzog.

Alle diese Vorversuche machten das Vorhandensein einer radioaktiven Emanation im Wasser sehr plausibel, die sich hinsichtlich ihrer Absorption durch Flüssigkeiten einem Gase vollkommen analog verhält. Zunächst galt es, die Untersuchungsmethode zu verbessern und eine zahlenmässige Verfolgung und Vergleichung der Versuche anzustreben. Zu diesem Zweck konstruierte ich eine (elektromotorisch angetriebene) Saug- und Druckpumpe, welche die Luft des Zerstreuungsapparates ansog und durch die zu untersuchende Flüssigkeit hindurch wieder in den Zerstreuungsapparat hineintrieb. Auf diese Weise war es möglich die Luft des Zerstreuungsapparates beliebig oft durch die Flüssigkeiten cirkulieren zu lassen. Ein Tourenzähler gestattete die Anzahl der Pumpenstösse abzulesen.

Entaktivieren wir nun z. B. einen Liter Wasserleitungswasser, d. h. lassen wir die im Zerstreuungsapparate befindliche Zimmerluft durch denselben cirkulieren, so zeigt es sich, dass die Luft nicht gleich beim einmaligen Durchblasen den vollen Wert ihrer Leitfähigkeit erreicht, sondern ein Gleichgewichtszustand erst nach mehrmaligem Cirkulieren der Luft durch die Flüssigkeit eintritt.

Nachstehende Tabelle möge das erläutern.

Da ich im folgenden auf die Resultate dieser Versuche noch zu sprechen komme, so mögen die einzelnen Versuche numeriert werden.

Versuch I. 1 Liter aktives Wasserleitungswasser.

Anzahl d. Touren	Zerstreuung	Bemerkungen
0	14,3	Zimmerluft
75	68,4	
150	103	
300	159	
450	161	
750	174	
1350	178	
0	16,0	Zimmerluft

Die Zerstreuungen sind bei vorstehender Tabelle wie auch im folgenden in Volts pro Stunde zu verstehen.

Verbinden wir diese hier angeführten Zahlen durch einen Kurvenzug, indem wir die Anzahl der von der Pumpe gemachten Touren als Abszissen die zugehörigen Zerstreuungszahlen in Volt pro Stunde als Ordinaten auftragen, so erhalten wir eine bis ca. 300 Touren steil, dann aber schwach und immer schwächer ansteigende Kurve, die sich offenbar asymptotisch einem Grenzwerte nähert. Dieser Grenzwert müsste einem gewissen Gleichgewichtszustande zwischen der im Wasser zurückgebliebenen und der von der Luft aufgenommenen leitfähig machenden Substanz entsprechen.

Wir werden später sehen, dass dieser Gleichgewichtszustand eine völlige Analogie hat mit der Absorption eines Gases durch eine Flüssigkeit.

Unter dieser Voraussetzung muss das Wasser unseres eben angestellten Versuches, welches, wie wir durch Vorversuche sahen, die Leitfähigkeit der im Zerstreuungsapparate befindlichen Luft nicht mehr erheblich zu steigern vermochte, imstande sein, auf frische Zimmerluft wieder ionisierend einzuwirken, natürlich in weit schwächerem Masse wie beim ersten Versuch.

Versuch Ia. Dasselbe Wasser wie bei I.

Anzahl d. Touren	Zerstreuung	Bemerkungen
0	15,7	Zimmerluft
150	17,8	
750	19,1	

Um nun festzustellen, in welcher Weise die im Zerstreuungsapparate erreichte Ionisierung von der verwandten aktiven Wassermenge abhängig ist, wurden die beiden eben angeführten Versuche mit 2 und 4 Litern Wasserleitungswasser wiederholt.

---

1) Ein abgegrenztes Quantum Petroleum liess sich bei -16^0 C. ca. 6 mal stärker aktivieren als bei $+70^0$ C.

Versuch II. 2 Liter aktives Wasserleitungswasser.

Anzahl d. Touren	Zerstreuung	Bemerkungen
0	14,5	Zimmerluft
750	302	
1350	314	

Dieselben 2 Liter Wasser wirken zum zweitenmal auf frische Zimmerluft ein:

Versuch IIa. Dasselbe Wasser wie bei II.

Anzahl d. Touren	Zerstreuung	Bemerkungen
0	15,4	Zimmerluft
750	22,7	

Die Versuche werden mit 4 Litern aktivem Wasser angestellt:

Versuch III. 4 Liter aktives Wasserleitungswasser.

Anzahl d. Touren	Zerstreuung	Bemerkungen
0	16,4	Zimmerluft
750	500	
1350	600	

Dieselben 4 Liter Wasser wirken zum zweitenmal auf Zimmerluft ein:

Versuch IIIa. Dasselbe Wasser wie bei III.

Anzahl d. Touren	Zerstreuung	Bemerkungen
0	17,4	Zimmerluft
750	55,0	
1350	69,2	
1950	69,7	

Es war nun von Interesse, festzustellen, bis zu welchem Sättigungsgrade sich ein abgegrenztes Luftquantum mittels Freiburger Wasserleitungswasser überhaupt aktivieren lässt.

Zu diesem Zwecke wurde ein grosses Wasserstrahlgebläse an die Wasserleitung angeschlossen und die im Zerstreuungsapparate befindliche Luft nun fortwährend durch das Gebläse angesogen und wieder in den Apparat zurückgeblasen, wodurch eine sehr innige Mischung der Luft mit dem Wasser erreicht werden musste. Es ergaben sich folgende Zerstreuungen:

Versuch IV.

Anzahl d. Minuten, während welcher d. Gebläse arbeitet	Zerstreuung	Bemerkungen
0	15,6	Zimmerluft
15	4820	
30	8040	
60	9270	

Die mit einem, zwei und vier Litern angestellten Versuche sind unmittelbar miteinander vergleichbar, da ein und dasselbe Wasserquantum, an verschiedenen Tagen der Leitung entnommen, stets Zerstreuungen bewirkte, die mit genügender Genauigkeit übereinstimmten!

Man kann die bis jetzt angestellten Versuche, wie schon erwähnt, unter dem Gesichtspunkte auffassen, dass wir es mit einer radioaktiven Emanation zu thun haben, welche wie ein Gas dem Henry- oder Daltonschen Gesetze folgt; denn bringt man aktives Wasser mit Zimmerluft in innige Berührung, wie dies bei beiden eben geschilderten Versuchen ausgeführt wurde, so nimmt die Luft offenbar so lange Emanation aus dem Wasser auf, bis Gleichgewicht zwischen dem Partialdruck resp. Konzentration an Emanation in Luft und Wasser im Sinne des Henry-Daltonschen Gesetzes eingetreten ist. Bringt man nun von neuem das Wasser, das einen Teil seiner Emanation an die Luft im ersten Versuch abgegeben hat, wieder mit frischer Zimmerluft in innige Berührung, so wird die Luft wieder einen Teil der im Wasser nach dem ersten Versuch noch übrig gebliebenen Emanation aufnehmen, bis wieder Gleichgewicht eingetreten ist. Beim zweiten Versuch steigt die Leitfähigkeit der Luft durch Einwirkung der im Wasser enthaltenen Emanation weniger als im ersten Fall und der Absorptionskoeffizient lässt sich aus dem Unterschied der Steigerung der Leitfähigkeit im ersten und zweiten Versuch, wenn die angewandte Wasser- und Luftmenge bekannt ist, berechnen.

Da wir die betreffenden Konzentrationen in Luft und Wasser nicht direkt bestimmen können, sondern nur die jeweiligen erzielten Zerstreuungen, so müssen wir folgende Annahmen machen, um unsere Versuche einer Berechnung zu Grunde legen zu können:

1. Die in Luft gemessene Zerstreuung ist proportional der in ihr enthaltenen Gesamtmenge von Emanation.
2. Die natürliche der Luft zukommende Leitfähigkeit ist zum grössten Teil durch die (auch im Wasser, in der Bodenluft u. s. w.) enthaltenen radioaktiven Emanation hervorgerufen.[1] Die Ionisierung durch Temperatur, ultraviolettes Licht u. s. w. ist vernachlässigt.

Wir führen nun folgende Bezeichnungen ein:

x' Konzentration in Luft vor eingetretenem Gleichgewicht (d. h. bevor die Luft durch das Wasser cirkulierte; sie ist proportional der Zimmerluftzerstreuung).

γ Konzentration in Flüssigkeit vor eingetretenem Gleichgewicht.

x Konzentration in Luft nach eingetretenem Gleichgewicht.

y Konzentration in Flüssigkeit nach eingetretenem Gleichgewicht.

1) Siehe J. Elster und H. Geitel, diese Zeitschr. 5. 11 bis 20, 1904.

a = Konzentrationsverhältnis = dem Absorptionskoeffizienten von Flüssigkeit für radioaktive Wasserstrahlemanation.

Wir erhalten:

$$\frac{y}{x} = a \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (I)$$

Innig miteinander gemischt mögen werden W Liter aktives Wasser und L Liter Zimmerluft (Versuch I). Wir erhalten für den Fall, dass Gleichgewicht eingetreten ist, die Gleichung:

$$W\gamma = Wy + L(x - x') \quad . \quad . \quad . \quad (II)$$

Denn die am Anfang des Versuches im Wasser enthaltene Menge von Emanationen ist gleich der im Wasser zurückgebliebenen + der in die Luft übergegangenen Menge. I in II eingesetzt liefert:

$$a = \frac{\gamma}{x} - \frac{L}{W}\left(1 - \frac{x'}{x}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (III)$$

In dieser Gleichung lässt sich γ nicht bestimmen; aktivieren wir jedoch die Luft bis zur höchstmöglichen Sättigung (Versuch IV), indem wir die Luft des Zerstreuungsapparates durch ein an die Wasserleitung angeschlossenes Wasserstrahlgebläse cirkulieren lassen, können wir $W = \infty$ setzen und erhalten dies in (III) eingesetzt:

(IV) $\cdot \cdot \cdot\ a = \frac{\gamma}{x_s}$, wenn wir mit x_s die grösstmögliche Konzentration in Luft bezeichnen. Setzen wir $\gamma = a \cdot x_s$ in III ein, so bekommen wir:

$$a = L\frac{L\left(1 - \frac{x'}{x}\right)}{W\left(\frac{x_s}{x} - 1\right)} \quad . \quad . \quad . \quad (V)$$

Statt der Konzentrationen führen wir gemäss unserer Annahme I die jeweiligen Zerstreuungen ein, indem wir setzen:

$$x_s = \frac{V_s}{KL}; \quad x' = \frac{V'}{KL}; \quad x = \frac{V}{KL},$$

und erhalten somit als definitive Gleichung für a:

$$a = \frac{L\left(1 - \frac{V'}{V}\right)}{W\left(\frac{V_s}{V} - 1\right)} \quad . \quad . \quad . \quad (VI)$$

hier ausfinden wir a, wenn wir z. B. die Resultate unseres Versuches I, bei welchen wir einen Liter aktiven Leitungswassers auf 20 Liter Zimmerluft einwirken liessen, unserer Berechnung zu Grunde legen. Wir haben dabei folgende Zahlen einzusetzen: $L = 20$ Liter; $W = 1$ Liter; $V_s = 9270$, $V = 178$, $V' = 14{,}3$ Volt pro Stunde. a aus diesen Daten berechnet, ergiebt sich nach Versuch I zu 0,36, nach Versuch II und III analog zu 0,33 resp. 0,34.

Lassen wir das Wasser unseres Versuches I zum zweiten Male auf frische Zimmerluft einwirken (Versuch Ia), so haben wir genau dieselben Bedingungen wie bei Versuch I, nur dass die erhaltene Zerstreuung, wie schon gesagt, entsprechend geringer ausfallen wird. Die bei den Versuchen Ia, IIa und IIIa geltenden Gleichungen sind analog den bei I, II und III geltenden Gleichungen. Die Schlusskonzentration im Wasser des Versuches I ist nun die Anfangskonzentration des Versuches Ia.

Wir setzen in diesem zweiten Fall:

x'_1 Konzentration in Luft vor eingetretenem Gleichgewicht
y „ in Flüssigkeit vor eingetretenem Gleichgewicht
x_1 „ in Luft nach eingetretenem Gleichgewicht
y_1 „ in Flüssigkeit nach eingetretenem Gleichgewicht

dann gilt ebenfalls Gleichung (I), welche im zweiten Fall lautet:

$$y_1 = a x_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (VII)$$

Führen wir wieder statt der Konzentrationen die entsprechenden Zerstreuungen ein, indem wir setzen:

$$x = \frac{V}{KL}; \quad x_1 = \frac{V_1}{KL}; \quad x'_1 = \frac{V_1'}{KL},$$

so erhalten wir die der Gleichung (III) analoge Gleichung, wenn wir wieder W Liter Wasser und L Liter Luft verwenden:

$$a = \frac{aV}{V_1} - \frac{L}{W}\left(1 - \frac{V_1'}{V_1}\right) \quad . \quad . \quad (VIII)$$

Aus dieser Gleichung wollen wir nun unter Benutzung des Wertes von a, den wir aus den Versuchen I, II, III und IV bestimmt haben, die Höhe der Zerstreuung V_1 im voraus berechnen, zu der das in den Versuchen I bis III benutzte Wasser frische Zimmerluft zu ionisieren vermag, wenn man es, wie in den Versuchen Ia, IIa, IIIa, zum zweitenmal aktivierend einwirken lässt.

Aus VIII finden wir

$$V_1 = \frac{V}{1 + \frac{L}{aW}} + \frac{V_1'}{1 + \frac{aW}{L}} \quad . \quad . \quad (IX)$$

Als Zahlenwerte haben wir hierbei einzusetzen (Versuch Ia):

$$a = 0{,}34; \quad \left.\begin{array}{l} V = 178 \\ V_1' = 15{,}7 \end{array}\right\} \text{Volt pro Stunde;} \quad \left.\begin{array}{l} L = 20 \\ W = 1 \end{array}\right\} \text{Liter.}$$

Setzen wir analog die Zahlenwerte aus IIa und IIIa ein, so ergeben sich folgende beobachtete und berechnete Werte für V_1.

	Versuch Ia		Versuch IIa		Versuch IIIa	
	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.
V_1	18,5	19,1	22,7	25,2	69,7	55,2

Wie wir sehen, stimmen die erhaltenen Werte innerhalb der Grössenordnung miteinander überein.

Bereits die Vorversuche hatten gezeigt, dass sich einige Kohlenwasserstoffe durch Einleiten von aktiver Wasserstrahlgebläseluft erheblich stärker künstlich aktivieren lassen als Wasser. Diese Versuche wurden nun wieder aufgenommen und quantitativ verfolgt. Es kamen von den zu untersuchenden Flüssigkeiten je ein Liter zur Verwendung und wurden die Flüssigkeiten bis zur Sättigung aktiviert; dieser Zustand wurde, wie Versuche nach dieser Richtung hin erwiesen, in einer Stunde erreicht.

Die folgende Tabelle enthält nun in Volts pro Stunde die Zerstreuungen, die ein Liter der untersuchten Flüssigkeit, eine Stunde lang künstlich aktiviert, mit Ausnahme von Nr. 3 nach Abzug der vorhandenen jeweiligen Zimmerluftzerstreuung im Zerstreuungsapparate hervorrief.

Flüssigkeit	Zerstreuung in Volt Stunde
1. Kupfersulfat	81,4
2. Wasser, destilliertes	139
3. Nichtaktiviertes Leitungsw.	152
4. Paraffinöl	2010
5. Alkohol	2240
6. Petroläther	2250
7. Nitrobenzol	2510
8. Kaiseröl	2860

Aus dieser Tabelle ersehen wir, dass die Kohlenwasserstoffe offenbar ein selektives Absorptionsvermögen für die im Leitungswasser enthaltene Emanation besitzen; so lässt sich Kaiseröl 20,5 mal stärker künstlich aktivieren als Wasser. Auf Veranlassung von Herrn Prof. Himstedt versuchte ich auch, in welchem Verhältnisse gleiche Quanten Wasser und Petroleum Radiumemanation zu absorbieren imstande sind. Obgleich es mir leider eben nicht möglich war, den Versuch zu wiederholen und eventuelle Fehlerquellen auszuschalten, so möchte ich ihn doch hier anführen, weil das Resultat innerhalb der Grössenordnung mit den früher gefundenen Resultaten übereinstimmt und auch die Untersuchungsmethode gewisse Vorteile bietet.

P_1 ist eine Wulffsche Flasche, gefüllt mit $2\frac{1}{2}$ Litern künstlich mittels Radiumemanation aktivierten Petroleums[1]), W ein Liter inaktives Wasser, P_2 100 ccm inaktives Petroleum. Vermittels der Saug- und Druckpumpe S lässt man die Luft durch die 3 Gefässe cirkulieren, bis Gleichgewicht eingetreten ist, d. h. bis das Petroleum in P_2 ebenso stark aktiv geworden ist, wie das Petroleum in P_1. Der grosse Überschuss an aktivem Petroleum in P_1 war erforderlich, um die Flüssigkeiten in W und P_2 bis zur Sättigung aktivieren zu können. Um nicht zu starke Zerstreuungen zu erhalten, wurden vom

1) Die künstliche Aktivierung geschah in der Weise, dass die von ca. 2 mgr Radiumbromid ausgehende Emanation durch eine Wasserstrahlpumpe durch das Petroleum hindurchgesaugt wurde. Auf diese Weise ist es möglich, sich ein gewisses Quantum Emanation abzugrenzen.

S

P_1 W P_2

Petroleum nur je 100 ccm im Zerstreuungsapparat entaktiviert und die so erhaltene Zerstreuung auf einen Liter umgerechnet, während beim Wasser dank seinem kleineren Absorptionskoeffizienten für Radiumemanation 1 Liter zur Verwendung kam.

Nachdem in den 3 Gefässen P_1, W, P_2 durch Cirkulieren der Luft (Pumpe machte 1000 Stösse) Gleichgewicht eingetreten war, ergaben sich folgende Zerstreuungen. Ein Liter des Petroleums des Gefässes P_1 vermehrte die Zerstreuung um 8980 Volt, der Liter Wasser in W um 325 und ein Liter des Petroleums in P_2 um 8200 Volt.

Ein Liter Petroleum vermag somit eine $\frac{8200}{325} = 25{,}2$ mal grössere Menge Radiumemanation aufzunehmen wie ein Liter Wasser, während wir bei der dem Wasser entstammenden Emanation diesen Quotienten $= 20{,}5$ fanden.

Die Resultate der Arbeit sind kurz folgende:

1. Leitungswasser verliert seine ionisierende Eigenschaft.
2. Dieselbe lässt sich ihm wieder durch Einleiten von Wasserstrahlgebläseluft künstlich erteilen.
3. Alle bis jetzt untersuchten Flüssigkeiten lassen sich künstlich aktivieren, die Kohlenwasserstoffe in hervorragendem Masse.
4. Die ionisierende Eigenschaft des Wassers ist offenbar bedingt in einer in ihm gelösten radioaktiven Emanation, die wie ein Gas dem Daltonschen resp. Henryschen Gesetze folgt.
5. Der Absorptionskoeffizient verschiedener Flüssigkeiten für diese radioaktive Emanation lässt sich an der Hand der bei der Gasabsorption gültigen Gleichungen berechnen.
6. Radiumemanation scheint hinsichtlich ihrer Absorption durch verschiedene Flüssigkeiten dasselbe Verhalten zu zeigen wie Emanation aus Leitungswasser.

Die Versuche wurden am Physikalischen Institut der Freiburger Universität ausgeführt.

(Eingegangen 18. Januar 1904.)

Über die Ursache des normalen atmosphärischen Potentialgefälles und der negativen Erdladung.

Von H. Ebert.

1. Mit Recht ist es immer als eine besonders wichtige Aufgabe der herrschenden elektrischen Theorien angesehen worden, die eigentümliche Thatsache zu erklären, dass, abgesehen von gelegentlichen aber vorübergehenden Störungen, die Atmosphäre gegenüber der Erdoberfläche im allgemeinen immer einen positiven Potentialunterschied aufweist, und sich das dadurch bedingte „normale“ elektrische Kraftfeld der Erde mit wesentlich derselben Vorzeichenverteilung, wenn auch mit sehr wechselnden Werten seines Gefälles, dauernd erhält. Dies musste um so wunderbarer erscheinen, als sich zeigte, dass der Atmosphäre an allen Orten und zu jeder Zeit eine gewisse Leitfähigkeit infolge der in ihr stets vorhandenen, frei beweglichen „Gasionen“ zukomme. Diese natürliche Leitfähigkeit muss den Spannungsunterschied zwischen Erdboden und den darüber lagernden Luftschichten in kürzester Zeit ausgleichen, wenn nicht eine andere, ebenfalls dauernd wirksame Ursache denselben immer wieder herstellt. Nun schien gerade die Ionentheorie eine sehr einfache und plausible Erklärung hierfür an die Hand zu geben: J. Elster und H. Geitel[1]) zogen die zuerst von J. Zeleny[2]) genauer studierte Thatsache heran, dass die negativen Ionen eine grössere Wanderungsgeschwindigkeit unter der Wirkung der gleichen elektrischen Kraft annehmen wie die positiven. Daher geben mehr negative als positive Ionen ihre Ladungen an einen Körper ab, an dem ein Luftstrom mit gleichviel + und — Ionen pro cbcm vorüberstreicht. So sollte durch „Ionenabsorption“ ein solcher mit ionisierter Luft in Berührung stehender Körper sich spontan negativ bis zu einer bestimmten Spannung laden, deren Höhe dadurch bedingt ist, dass schliesslich die vom — elektrischen Körper ausgeübte elektrostatische Zurückstossung der — Ionen deren grössere Wanderungsgeschwindigkeit kompensiert. Nun fand aber E. Villari[3]), dass in einem Strome ionisierter Luft sowohl negative wie auch positive Ladungen auftreten können, was mit der Strömungsgeschwindigkeit zusammen zu hängen schien. Auch war es schwer zu verstehen, dass sich das elektrische Feld bis in grössere Entfernungen erstrecken sollte; würden z. B. aus den, dem Erdboden unmittelbar anliegenden Luftschichten die — Ionen durch Adsorption in grösserer Zahl herausgenommen, so blieben doch die entsprechenden + Ionen in unmittelbarer Nähe zurück; es könnte sich nur eine Art elektrischer Doppelschicht bilden, die lediglich in den untersten Schichten der Atmosphäre zur Ausbildung elektrischer Spannungsdifferenzen führen würde. Nur wenn etwa der Wind die überschüssigen + Ionen entführte, könnte die Spannung „frei“ werden und ein eigentliches „Feld“ entstehen.[1]) Endlich fand aber G. C. Simpson[2]), dass isolierte Metallkörper überhaupt nicht in ionisierter Luft elektrisiert werden, weder in ruhender noch in bewegter. Damit stimmen seither nicht veröffentlichte Versuche von P. Ewers und mir überein; auch gelang es nicht in der freien Atmosphäre oder in ionenreicher Kellerluft unzweifelhafte negative spontane Ladungen an isoliert aufgestellten Körpern nachzuweisen; jedenfalls konnten immer Störungen vermutet werden, wenn solche auftraten.

Simpson kommt in seiner höchst beachtenswerten Untersuchung zu dem folgenden Ergebnisse:

„Wenden wir unsere Resultate nun auf die atmosphärische Elektrizität und die negative Erdladung an, so wäre es voreilig, wenn man sagen wollte, dieselben widerlegten die Theorie, welche die permanente Erdladung auf Ionenabsorption zurückführt; aber diese Versuche zeigen, dass der Prozess, von dem Elster und Geitel annehmen, dass er in der Atmosphäre sich abspiele, nicht durch das Experiment gestützt wird. Wir sind vielmehr auf die Thatsache hingewiesen worden, dass bis jetzt noch nie ein Leiter durch Ionenabsorption aus der natürlich ionisierten Luft der Atmosphäre heraus geladen worden ist, und bis dies getan worden ist, können wir das Problem der negativen Erdladung nicht als durch die „Absorption von Ionen aus der Atmosphäre“ gelöst betrachten.“

2. Dies klingt sehr wenig ermutigend; es entsteht die Frage: Sollte wirklich die sonst in ihren Konsequenzen so überaus fruchtbringende Ionentheorie gerade dem Hauptproblem der atmosphärischen Elektrizität gegenüber gänzlich ratlos dastehen? Ich glaube, dass man den Elster-Geitelschen Grundgedanken nur wenig zu modifizieren braucht, um eine mit den Experimenten durchaus im Einklang stehende, einfache Erklärung der genannten Phänomene zu erhalten; dieser neue Erklärungsversuch sowie ihn stützende Versuche sollen im folgenden kurz erläutert werden.

1) J. Elster u. H. Geitel, Terrestrial Magnetism. and Atmospher. Electr. **4**, 231, 1899; vergl. auch den von H. Geitel auf der Hamburger Naturforscherversammlung 1901 gehaltenen Vortrag: „Über die Anwendung der Lehre von den Gasionen auf die Erscheinungen der atmosphärischen Elektrizität“, Braunschweig 1901; s. S. 13 flgd.

2) J. Zeleny, Phil. Mag. [5], **46**, 120, 1898.

3) E. Villari, Rendic. della R. Accad. dei Lincei [5], 10, 61, 1900 und Phil. Mag. [6], 1, 535, 1901.

1) C. T. R. Wilson, Nature **68**, 104, 1903.

2) G. C. Simpson, Phil. Mag. [6], **6**, 589, 1903.

Sowohl aus den Untersuchungen von Zeleny, wie den diesen nahestehenden von Townsend[1]) über die Ionendiffusion und ebenso aus den Versuchen von Villari und Simpson selbst geht hervor, dass elektrische Ladungen von einem ionisierten Gase abgegeben werden, wenn dieses aus Gebieten mit höherer Ionenkonzentration durch enge Kanäle oder Röhren in solche niederer Ionenkonzentration überströmt. Ist die Ionisierung normal, d. h. sind gleichviel + Ionen wie — Ionen in der Volumeneinheit enthalten, was z. B. immer in der Nähe des ionisierenden Agens, — zunächst wenigstens — statthat, so wird negative Elektrizität abgegeben. Ist dadurch ein Überschuss an + Ionen eingetreten, so kann die ionisierte Luft aber auch positiv elektrisierend wirken, namentlich wenn durch Wiedervereinigung der Ionen die relative Zahl dieser übrigbleibenden + Ionen immer grösser wird.

Nun haben die neuesten Untersuchungen von Elster und Geitel[2]) unzweifelhaft erwiesen, dass in dem Erdboden auch an Orten, wo dies früher nicht vermutet werden konnte, radioaktive Substanzen, namentlich Radium in Spuren enthalten ist. Die von diesem dauernd ausgehende „Emanation" ist es, welche der Bodenluft die auffallend erhöhte Ionisierung erteilt, welche besonders in Kellern und Höhlen der Luft ein abnorm gesteigertes Leitvermögen verleiht. Dringt nun diese stark ionisierte Luft aus dem Erdboden heraus in die freie Atmosphäre, so muss sie bei ihrer Wanderung durch die Erdkapillaren an die Wände derselben vorwiegend negative Ladungen abgeben; Luft mit einem Überschusse an positiven Ionen tritt aus dem Erdboden heraus und wird von hier aus durch Winde und aufsteigende Luftströme auch den höheren Schichten der Atmosphäre mitgeteilt. Hierdurch erklärt sich die negative Eigenladung der Erde, sowie der Überschuss an freien + Ionen in der Atmosphäre, namentlich in den unteren Schichten derselben, welcher durch direkte Ionenzählungen in der natürlichen Luft nachgewiesen werden konnte. Damit erklärt sich aber auch die Erscheinung des permanenten Erdfeldes mit nach oben hin positivem Gefälle. Dieses wird nur gestört, wenn Niederschläge oder abnorme elektrische Verteilungen den geschilderten Verlauf vorübergehend überdecken.

Hiernach wird sich das normale Erdfeld namentlich dann und dort regenerieren, wann und wo starke Bodenerwärmungen oder barometrische Minima grössere Mengen von Bodenluft den Erdkapillaren, Spalten, Hohlräumen im Gerölle oder Gestein entsteigen lassen. Bei wachsendem Luftdrucke wird zwar ein Teil der äusseren Luft wieder in den Erdboden hineingetrieben; diese ist aber sehr viel ionenärmer als die Bodenluft. Schon in mässig grossen mit Bodenluft, die nicht einmal aus grossen Tiefen genommen ist, erfüllten Räumen erhält man leicht Ionenmengen, welche die in den über dem Boden befindlichen Luftschichten enthaltenen um das Sechzigfache übertreffen.[1]) Die rückströmende Luft vermag also die Wirkung der aufsteigenden, viel ionenreicheren Luft nur um geringe Beträge zu schwächen, wiewohl sie reicher an + Ionen ist; das Verhältnis von + Ladungen zu —Ladungen in der Atmosphäre übersteigt aber nur selten den Wert 1,2—1,6. In dem Umstande, dass das ionisierende Agens unter dem Erdboden liegt, in der freien Atmosphäre über demselben aber bei weitem der Ionenverbrauch durch Wiedervereinigung den der Ionenerzeugung (soweit wenigstens die uns zugänglichen Luftschichten in Betracht kommen) überwiegt, liegt es begründet, dass der Elektrisierungsprozess nicht umkehrbar ist bei wechselndem Luftdrucke. In dem dauernd strahlenden Radiumvorrate der Erdkruste liegt hiernach deren negative Ladung gegenüber der positiven Lufthülle von Anfang an begründet; der zur Trennung der Elektrizitäten und damit zur Herstellung des Erdfeldes dauernd benötigte Arbeitsaufwand wird aus dem ungeheuren Energievorrate der atmosphärischen Cirkulationen mit gedeckt, stammt also in letzter Instanz von der Sonne her.

3. Bei diesem Erklärungsversuche werden in natürlichster Weise die Erscheinungen des atmosphärischen Potentialgefälles in innigste Beziehungen zu denjenigen meteorologischen Faktoren gebracht, mit denen schon längst die Beobachtungen einen inneren Zusammenhang ahnen liessen. Soviel ich sehe, ist dieser Zusammenhang thatsächlich ein solcher, dass er durch das hier vorgeschlagene Erklärungsprinzip unmittelbar verständlich wird. Freilich sind zur völligen Klärung der Verhältnisse noch weitere Studien nötig. Das eine möge schon jetzt hervorgehoben werden: Mehrfach ist bereits auf den eigentümlichen Parallelismus hingewiesen worden, der zwischen der täglichen Periode des Luftdruckes und derjenigen der Luftelektrizität an demselben Beobachtungsorte besteht und zwar sowohl für die einfache wie für die doppelte tägliche Periode. Dieser Zusammenhang musste bei allen bisherigen Er-

1) Townsend, Proc. Roy. Soc. **45**, 192, 1899 und **47**, 122, 1900, sowie Phil. Trans. A. **193**, 129, 1900 und A, **195**, 259, 1900.

2) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. **5**, 11, 1904.

1) Vergl. z. B. H. Ebert u. P. Ewers, diese Zeitschr. **4**, 166, 1902.

klärungsversuchen unverständlich bleiben; jetzt werden beide Erscheinungen einfach als Ursache und Wirkung miteinander verknüpft. Freilich darf man nicht auf eine vollkommene zeitliche Koinzidenz der Maxima und Minima der beiden Wellen bezw. Doppelwellen rechnen. Es ist nicht zu vergessen, dass die Luft, wenn sie durch grösseren barometrischen Druck in die Erdkapillaren in reichlicherer Menge hineingepresst wird, hier einen grossen Widerstand zu überwinden hat. Ebenso wird beim Nachlassen des äusseren Druckes das Zurückströmen der Luft namentlich aus den tieferen, emanationsreicheren Schichten sich um mehrere Stunden verspäten können. Da es aber nach der hier vertretenen Auffassung auf die Strömungsgeschwindigkeit der ionisierten Luft durch die oberen Schichten des Bodenmateriales ankommt, so müssen sich Phasendifferenzen zwischen Ursache und Wirkung, d. h. zwischen Luftdruckkurve und Potentialkurve, ergeben, die je nach den örtlichen Verhältnissen und der Jahreszeit verschiedene Beträge annehmen können. In der Literatur finden sich bereits zahlreiche Beispiele hierfür.[1])

Ein Körper, der wegen seines lockeren Gefüges und wegen seiner von Wilson und Allen entdeckten andauernden, wenn auch schwachen Radioaktivität das geschilderte Phänomen in besonderem Masse unterstützen muss, ist der Schnee; er kann auch bei gefrorenem Boden selbst als wirksamer Ionisator auftreten; vielleicht erklären sich hieraus die verhältnismässig hohen winterlichen Potentialwerte unserer Breiten. Natürlich werden andere meteorologische Faktoren modifizierend eingreifen, namentlich der Wasserdampfgehalt der Luft. Aber gerade die kondensierende Wirkung freier Ionen und zwar das grössere Kondensationsvermögen der negativen Gasionen giebt hier neue Gesichtspunkte an die Hand mit Rücksicht auf die durch ein reiches Beobachtungsmaterial gestützte Beziehung zum Dampfdruck.

4. Es fragt sich nur, ob denn die Bodenluft, der doch eine im Vergleich mit künstlich etwa durch Röntgen- oder Becquerelstrahlen ionisierten Luft nur viel geringere Ionendichte zukommt, wirklich imstande ist, die hier geforderten negativen Elektrisierungen hervorzurufen.

Um dies zu entscheiden, wurde im Innern eines 13 cm langen, 1,3 cm weiten Messingrohres ein Metallpfropfen mit vielen engen Kanälen befestigt, der aus einem Packet feiner Nähnadeln bestand, das im Rohre festgeklemmt wurde. Das Rohrstück wurde von einem gut isolierenden Glasrohre getragen, in welchem konaxial ein Zuleitungsrohr zum Innern des Messingrohres führte. Das Ganze war von einer metallischen Schutzhülse umschlossen, innerhalb deren auch die Zuleitung zu einem empfindlichen Quadrantenelektrometer mit Bernsteinisolierung führte.

Eine grössere Menge Bodenluft wird nun den Erdkapillaren entnommen und das dieselbe enthaltende Gefäss durch kurze und weite Schlauchverbindungen und Glasrohre (von denen eines etwas Chlorcalcium zum Trocknen enthielt) an das Rohr mit den Nadeln angeschlossen. Da die Luft zunächst hauptsächlich Emanation und nur wenige Ionen enthält[1]), lässt man sie einige Zeit lang stehen, ehe man sie durch die Rohrkapillaren strömen lässt; nach etwa 4 Stdn. ist das Maximum an Ionenzahl pro Kubikcentimeter erreicht. Unterdessen hat das mit einem Quadrantenpaar dauernd verbundene Nadelrohr längere Zeit geerdet gestanden. Bei Aufhebung der Erdung erhält man regelmässig einen Ausschlag, der allmählich einen ganz bestimmten Betrag annimmt. Derselbe ist auf eine Kontaktpotentialdifferenz der aneinandergefügten metallischen Leiter zurückzuführen. (Vergl. S. 138 die Anmerkung.)

Hat die Nadel ihre Endstellung erreicht und lässt man nun die ionenreiche Bodenluft mit geringem Überdrucke langsam durch die Metallkapillaren des Nadelrohres strömen, so beobachtet man regelmässig einen sehr deutlichen Ausschlag im Sinne negativer Ladung, die auf die Wände der Kapillaren und damit auf das ganze sie enthaltende leitende System übertragen wird. Wiederholt man den Versuch unter vollständig identischen Bedingungen mit gewöhnlicher ionenarmer Luft, z. B. mit Zimmerluft, so erhält man diesen Ausschlag nicht oder nur Andeutungen desselben (meist nur im Anfange, wo der negative Ausschlag besonders gross zu sein pflegt). Daher kann die Erscheinung nicht in reibungselektrischen Vorgängen ihre Ursache haben.

Treibt man die Bodenluft mit sehr grossen Überdrucken stossweise durch das Kapillarensystem, so erhält man mitunter positive Ausschläge von sehr wechselndem Betrage. Diese haben vielleicht in reibungselektrischen Vorgängen ihren Grund, denn sie treten auch bei gewöhnlicher (feuchter) Luft auf.

5. Durch einen direkten Versuch, der gewissermassen im kleinen die Verhältnisse nachahmt, die wir dem Ausgeführten zufolge in der

1) Vergl. u. a. J. Hann, Meteorolog. Zeitschr. **6**, 106, 1889 und **7**, 29, 1890, woselbst der Verf. die Tageskurven für beide Elemente einerseits für Kap Thordsen (auf Grund der Ergebnisse der schwedischen Polarexpedition 1882/83) und andererseits für Kap Horn (französische Expedition) in Sinusreihen darstellt.

1) Vergl. H. Ebert und P. Ewers, diese Zeitschr. **4**, 162, 1902; hier ist auch darauf hingewiesen, dass man bei allen diesen Versuchen vermeiden muss, zu enge und zu lange und namentlich gebogene Rohrverbindungen, enge Hahndurchbohrungen u. s. w. anzuwenden.

Natur vor sich gehend zu denken haben, suchte ich festzustellen, ob durch einen solchen Diffusionsprozess der Ionen durch enge Kapillaren der Träger der radioaktiven Wirkung, in unserem Falle also der Erdkörper selbst, wirklich negativ geladen werden könne.

Im Inneren eines grösseren porösen Thoncylinders (19,0 cm hoch, 7,0 cm weit im Lichten, also 0,73 Liter Inhalt bei 2,5 mm Wandstärke) wurde in einem Glaseimerchen eine kleine Menge radioaktiver Substanz (Gieselsches Präparat) aufgehängt. Der Cylinder wurde dann oben durch einen eingesiegelten Metalldeckel luftdicht verschlossen; von diesem gingen Stanniolstreifen aussen an dem Cylinder bis unter den Boden desselben hinunter, um die Elektrizitätsmengen, die sich etwa an den einzelnen Teilen der Cylinderfläche zeigten, rasch und sicher dem Deckel zuzuführen. Dieser war an einem vertikalen Messingstabe angelötet, der in einen gut isolierenden Hartgummistopfen eingekittet war. Derselbe bildete den luftdichten Abschluss eines kurzen Rohransatzes, der auf dem nach oben gewölbten Deckel eines grösseren kupfernen, dickwandigen Kessels (25 cm mittlere lichte Weite, 31 cm Tiefe, 15,2 Liter Inhalt) aufgelötet war. So war der Thoncylinder vollkommen vor störenden äusseren Influenzwirkungen geschützt; auch die Zuleitung zu den Quadranten des Elektrometers war vollkommen von einer geerdeten metallischen Hülle umschlossen; damit auch Erschütterungen oder eventuelle Durchbiegungen des Deckels sich nicht mechanisch auf das Messinstrument übertragen konnten, bestand ein Teil der Zuleitung aus einem dazwischen gelöteten Stücke locker gespannten dünnen Metallbandes (Lametta). An dem Deckel des Kupferkessels war noch eine Düse angebracht, die durch dickwandigen Gummischlauch an die Wasserstrahlpumpe unter Parallelschaltung eines Manometers angeschlossen war.

Nun wurde immer in folgender Weise beobachtet: Der Aussenraum des Thoncylinders, d. h. der Kupferkessel wurde mit ionenarmer Frischluft gefüllt. Dann blieb das Ganze, gut zur Erde abgeleitet, längere Zeit stehen. Dabei verloren sich alle etwa durch Reibung hervorgerufenen störenden Ladungen und im Innern des Thoncylinders bildete die radioaktive Substanz reichliche Ionen. Dann wurde die Nadel des Quadrantenelektrometers geladen und die Erdung des Cylinders mit seiner Zuleitung und dem einen Quadrantenpaare aufgehoben, während der Kessel und die Schutzrohre dauernd an Erde blieben. Wiewohl das Instrument sehr sorgfältig aufgestellt war und alles gut isolierte, zeigte die Nadel doch immer einen Ausschlag entsprechend einer Potentialdifferenz von einigen Zehnteln Volt. War, wie hier, der Thoncylinder von einer Kupferwandung umschlossen, so entsprach die Richtung des Nadelausschlages einer Verschiebung des Spannungsniveaus im negativen Sinne; bei den Vorversuchen war der Cylinder von einem Gefäss aus Weissblech, also verzinntem Eisen, umgeben; dann erwies sich der Cylinder positiv elektrisch. Es ist wohl keinem Zweifel unterworfen, dass wir es hier mit der Wirkung von Kontaktpotentialen zu thun haben in der Leiterkette, deren äusserste Glieder auf der einen Seite durch die Wände des umhüllenden Schutzgefässes, auf der anderen durch die Elektrometernadel (aus Silberpapier an einem dünnen Wollaston-Platindrahte hängend) gebildet wurden. Der Umstand, ob die Luft in dem Zwischenraume zwischen Cylinder und Kessel nur schwach leitend oder durch die Gegenwart vieler Ionen relativ gut leitend war, änderte an der Höhe dieser Kontaktpotentialdifferenz nichts und hatte nur den Effekt, dass die Nadel im ersten Falle ihre Endlage nur sehr langsam, im anderen Falle aber mehr oder weniger rasch erreichte.[1])

Erst nachdem die Nadel ihre Endlage vollkommen erreicht hatte, was oft erst nach einer Stunde eintrat, wurde ein in die Saugleitung der Pumpe eingefügter Dreiweghahn umgestellt, so dass nun die Luft im Kessel verdünnt wurde;

1) Die beschriebene Anordnung ähnelt augenscheinlich derjenigen, welche J. C. McLennan und E. F. Burton in einer jüngst erschienenen Arbeit angewendet haben. (Phys. sciences series. University of Toronto studies **3**, 27, 1903; Phys. Review **16**, 184, 1903; diese Zeitschrift **4**, 553, 1903.) Auch dort werden Cylinder verschiedener Metalle ineinander angeordnet; der äussere wird geerdet, der davon isolierte Innencylinder wird mit einem Quadrantenpaare eines empfindlichen Elektrometers verbunden; nach Aufhebung der Erdung ergeben sich negative Potentiale von verschiedener Höhe, je nach der Natur des Metalles, aus dem Innen- und Aussencylinder gefertigt sind. Der grössere oder geringere Ionengehalt der dazwischen befindlichen Luft ändert die Grenzpotentiale nicht in einem bestimmten Sinne; nur die Zeit, bis die Endstellung der Elektrometernadel erreicht ist, wird beeinflußt. Ob man aber hieraus mit den Verfassern auf „die Radioaktivität der Metalle im allgemeinen“ und auf eine „fortwährende Aussendung eines Überschusses an positiv geladenen Teilchen“ schliessen darf, dürfte doch dahin zu stellen sein. Schon A. Voller hat darauf hingewiesen (diese Zeitschrift **4**, 666, 1903), dass sich die Versuche der Genannten vollkommen durch Kontaktpotentialdifferenzen in der verwendeten Leiterkette erklären lassen, deren Endglied die Elektrometernadel ist (wohl diese, und nicht die Quadranten, da McLennan und Burton an die Quadranten anschalten und die Nadel laden). Besteht diese aus Aluminium, so können für Metallkontaktpotentiale verhältnismässig sehr hohe Differenzen auch dann auftreten, wenn dieses selbe Metall das andere Endglied der Kette bildet; denn es ist bekannt, wie stark gerade die Stellung dieses Metalles in der Spannungsreihe wechseln kann, je nach der Beschaffenheit seiner Oberfläche (vergl. z. B. W. Hallwachs [Wied. Ann. **29**, 12, 1886], der zwischen älterem und frisch geputztem Aluminium eine Potentialdifferenz von 0,8 Volt fand).

Auch Simpson kommt in der obengenannten Arbeit zu einem analogen Ergebnisse. Ein solcher Doppelcylinder, dessen Umhüllung an Erde liegt, dessen isolierter Innenteil an ein Elektrometer angeschlossen ist, verhält sich, mit ionisierter Luft gefüllt, vollkommen wie ein galvanisches Element, bei dem der Elektrolyt eben durch die ionisierte Luft selbst vertreten wird.

dadurch wurde die durch das radioaktive Präparat ionisierte Luft im Inneren des Thoncylinders veranlasst, durch die Poren desselben herauszudringen: Sofort erwies sich der ganze Cylinder deutlich negativ geladen gegenüber seinem Potentialniveau ohne Ionendiffusion. Diese negative Elektrisierung wurde gesteigert, solange durch Wegnehmen der äusseren Luft ein Strom ionisierter Luft durch die Kapillaren der Thonsubstanz hindurchging. Einer Druckverminderung von etwa 100 mm entsprachen Ladungen des ganzen Systems bis zu $^1/_4$ Volt.

Durch das Heraussaugen der ionisierten Luft wird auch der Zwischenraum zwischen Kessel und Cylinder allmählich stärker leitend, daher verschwindet die Ladung langsam, wenn nicht weiter gepumpt wird; jede neue Druckverminderung wird aber sofort wieder mit einem deutlichen Elektrometerausschlage im Sinne erneuter negativer Ladung beantwortet. Lässt man von aussen her Zimmerluft wieder langsam eintreten, so bleibt der Ausschlag bestehen. Selbst wenn man den Unterdruck ganz aufhebt und den Ausgangsdruck wiederherstellt, bleibt die negative Ladung zum grössten Teile erhalten, bis sie sich durch die ionisierte Luft hindurch allmählich verliert, wobei die Nadel wieder langsam zu ihrer Ausgangslage zurückkehrt. Die Druckerhöhung treibt dabei offenbar ebenso viele Luft wieder in den Cylinder hinein, als vorher durch seine Poren herausgedrungen war. Aber diese Rückströmung vermag das Phänomen der negativen Elektrisierung nicht umzukehren, nicht einmal aufzuheben. Nur wenn man etwa die Luft ganz plötzlich wieder zuströmen lässt, können Störungen eintreten.

Hat man den Versuch einmal gemacht, so muss man natürlich den Aussenraum zunächst erst wieder mit Frischluft füllen und unter allseitiger Erdung warten, bis sich wieder völliges elektrisches Gleichgewicht hergestellt und in der im Inneren des Cylinders stagnierenden Luft eine grössere Anzahl von Ionen neu gebildet hat.

Hängt man in den Kessel einen dem beschriebenen völlig gleichbeschaffenen Thoncylinder, aber ohne radioaktive Substanz, auf, so bleibt die negative Elektrisierung vollkommen aus, selbst wenn man mit der Evakuation viel weiter schreitet, als bei den vorher geschilderten Versuchen. Dem Thoncylinder entspricht in der Wirklichkeit die Erde mit ihrem Gehalte an radioaktivierenden Substanzen, seinem Innenraume entspricht die Summe aller Hohlräume im Erdboden, Gerölle und Gestein; der Aussenraum des Modelles vertritt die freie Atmosphäre; die Wirkung der Pumpe ähnelt einem barometrischen Minimum oder einer Erhöhung der Bodentemperatur, welche Luftmassen aus dem Boden durch die Erdkapillaren nach aussen treten lässt.

6. Auch in quantitativer Hinsicht scheint mir die hier versuchte Erklärung der fortgesetzten Regenerierung der negativen Erdelektrizität auf keine ernstlichen Schwierigkeiten zu stossen. Freilich lassen die in Betracht kommenden Faktoren zunächst nur ungefähre Schätzungen zu, die noch durch genauere Messungen zu ersetzen sein werden; aber es ist immerhin von Wert, einmal zu überschlagen, welche Mengen ionisierter Bodenluft bereits ausreichen würden, um den durch die natürliche Leitfähigkeit der Luft bedingten Verlust fortdauernd zu decken.

Bei uns beträgt im Sommer die Flächendichte der normalen negativen Erdladung auf ebenem Terrain etwa $2{,}7 \cdot 10^{-4}$ elektrostatische Einheiten pro cm^2 oder 2,7 Einheiten pro m^2, entsprechend einem Potentialgefälle von 100 Volt pro m Erhebung. In dieser Jahreszeit findet man für die Zerstreuung negativer Ladungen auf freiem (ebenem) Felde rund $a = 1$ Proz. pro Minute. Die das elektrische Kraftfeld aufrecht erhaltende Ursache muss also pro m^2 und Minute etwa 2,7/100 elektrostatische Einheiten oder im Tage $60 \cdot 24 \cdot 2{,}7/100 = 39$ Einheiten jedem Quadratmeter zu liefern imstande sein. Nehmen wir zunächst einmal an, dass diese Elektrizität an der betreffenden Stelle selbst erzeugt würde und zwar dadurch, dass Bodenluft durch den betrachteten Quadratmeter der Erdoberfläche nach aussen hindurchträte. Bodenluft, die im Sommer aus der verhältnissmässig geringen Tiefe von 1,4 m unter Rasen entnommen worden war, zeigte nach nur zweitägigem Stagnieren in einem Raume von 58 Litern einen Ionengehalt, der über 60 elektrostatische Einheiten Elektrizität für jedes Vorzeichen im Kubikmeter repräsentierte.[1]) Villari[2]) hat schon früher darauf hingewiesen, dass ionisierte Luft sehr rasch ihre Ladung abgiebt, wenn sie durch lange und enge Röhren strömt, und namentlich dann, wenn die Röhren nicht gerade sind, sondern gewunden, so dass die Luft oft an die Wände stösst. Darauf ist die zunächst überraschende Thatsache zurückzuführen, dass die Luft, wenn sie direkt aus den Erdkapillaren herausgesaugt wird, fast keine Ionen, sondern nur die elektrisch neutrale „Emanation" enthält, welche erst allmählich wieder zu hohen Ionisierungen der entnommenen Luft führt. Bei dem Passieren der engen Kapillarwege sowie des Saugrohres und seiner Schlauchverbindungen geben die bereits gebildeten Ionen ihre Ladungen fast vollständig an die Wandungen ab. Aus diesem Grunde lässt

1) H. Ebert und P. Ewers, diese Zeitschrift **4**, 166, 1903.

2) E. Villari, Phil. Mag. (6) **1**, 535, 1901.

sich aber auch nur schwer ein Urteil darüber gewinnen, wie viele Ionen ein Kubikmeter Bodenluft im Erdboden selbst enthält. Noch viel weniger lässt sich zur Zeit abschätzen, welche Elektrizitätsmenge von denselben bei ihrer Wanderung durch die Erdkapillaren an die Wände derselben abgegeben wird; dies hängt offenbar sehr von der Beschaffenheit der Bodenmaterialien selbst ab. Für die normale Erdelektrizität kommt nur der Überschuss an Elektrizität in Betracht, den die negativen Ionen gegenüber den positiven abgeben, welch' letztere ja in der Überzahl in die freie Atmosphäre entweichen. Ziehen wir einmal zum Vergleich die in dieser, während des Sommers bei uns in der Nähe der Erdoberfläche angetroffenen Elektrizitätsmengen selbst in Betracht. Mit Hilfe des vom Verf. früher beschriebenen Aspirationsapparates[1]) lassen sich diese Mengen mit hinreichender Genauigkeit bestimmen; es ergeben sich im Mittel etwa 0,37 elektrostatische Einheiten negativer Elektrizität und 0,55 Einheiten positiver Ladung im cbm, d. h. ein Verhältnis beider von rund 1,5 und ein Überschuss an positiver Ladung von 0,18 Einheiten pro cbm. Eine grosse Zahl von Messungen weist darauf hin, dass aller Orten die Bodenluft ausserordentlich viel ionenreicher als die Luft der freien Atmosphäre darüber ist. Dies hängt damit zusammen, dass nach den neuesten, bereits eingangs erwähnten schönen Untersuchungen von Elster und Geitel die selbststrahlende Materie überall im Erdboden verteilt ist und gerade im verwitternden Gestein besonders gut aufgeschlossen zu sein scheint. Hier wird die Luft, die dauernd der Becquerelstrahlung der aktiven Substanzen ausgesetzt ist, enorm hohe Ionenbeträge annehmen können, deren Ladungen freilich auf dem Wege bis zur Oberfläche, — wenigstens was die negativen anbetrifft — zum allergrössten Teile an die Erde selbst wieder abgegeben werden. So kann man im Gebirge auf alten Schutthalden sehr hohe Beträge an Emanation (also hohe Aktivierungszahlen A) erhalten und doch nur normale Ionenführung in der Atmosphäre antreffen. Solche Oberflächenpartien müssen daher besonders viel zur negativen Erdelektrisierung beitragen. Die 39 elektrostatischen Einheiten, die wir pro Tag und Quadratmeter zur Aufrechterhaltung des normalen Erdfeldes, wie oben berechnet, benötigen, können in diesen Gegenden von Bruchteilen eines Kubikmeters Bodenluft geliefert werden, wie sie aus dem Boden leicht heraustreten können, auch wenn der Barometerstand während eines Tages nur um einen Millimeter schwankt. Freilich wird nicht jedes Bodenmaterial für diesen Regenerierungsprozess geeignet sein; wir werden auf der Erdoberfläche zwischen konsumierenden und zwischen produzierenden Partien zu unterscheiden haben. An den Berggipfeln und Graten wird infolge des hohen Potentialgefälles, welches viele + Ionen sammelt, die negative Erdelektrizität besonders intensiv neutralisiert werden; in den Thälern, Klüften, Spalten und Höhlen des Felsgesteins, in den Trümmerfeldern und Schutthalden mit ihren zahlreichen Hohlräumen haben wir die Stätten zu erblicken, von denen aus die negative Ladung besonders reichlich nachgeliefert wird und + Elektrizität in die Atmosphäre übertritt.

Es ergiebt sich also ein Cirkulationsprozess, bei dem positive Ladungen in den Thalpartien in das Luftmeer austreten, auf den Höhengebieten wieder in den Erdkörper eintreten. Es scheint, dass dieser Prozess unter Umständen im Erdstrome seinen Ausdruck findet, wenn er als Zweigstrom zu dieser Cirkulation auftritt. In der That fliesst der (positive) Erdstrom ja im allgemeinen vorwiegend von unten nach oben; daher auch der so häufig konstatierte Parallelismus zwischen Erdstrom und luftelektrischen Vorgängen.

Auch die Vegetation wird einen spezifischen Einfluss ausüben können. Hier bieten sich viele neue Fragen. Indessen zeigt schon dieser erste einfache Überschlag, dass auch in quantitativer Beziehung der genannte Diffusionsprozess das Erdfeld dauernd aufrecht zu erhalten vermag.

Herr cand. L. Endrös, der mich bei Anstellung der oben erwähnten Versuche unterstützt hat, ist damit beschäftigt, einige der hier angeregten Fragen quantitativ weiter zu verfolgen. —

München, Physikal. Institut der techn. Hochschule, Januar 1904.

(Eingegangen 29. Januar 1904.)

1) H. Ebert, diese Zeitschr. 2, 662, 1901.

BESPRECHUNGEN.

H. von Helmholtz, Einleitung zu den Vorlesungen über theoretische Physik. Herausgegeben von Arthur König und Carl Runge. gr. 8. VII. u. 50 S. mit 4 Fig. im Text und einem Porträt. Leipzig, Joh. Ambr. Barth, 1903. M. 3.—.

Unaufhaltsam drängt in unseren Tagen die Entwicklung der Physik vorwärts; eine Reihe höchst überraschender Entdeckungen hat in der allerjüngsten Zeit zur Aufstellung neuer Hypothesen von erstaunlicher Kühnheit, zur Eröff-

nung ungeahnter Perspektiven geführt. Grenzen, die man stets respektiert hatte, werden unsicher, scheinbar feststehende Begriffe fliessend, und eine völlige Umschmelzung unserer wissenschaftlichen Anschauungen scheint bevorzustehen. Diesem reissenden Entwicklungsgang gegenüber halten die Vorlesungen von Helmholtz, deren Veröffentlichung ihrer Vollendung entgegengeht, das Gesamtbild der Wissenschaft fest, wie es sich als Ergebnis einer hervorragenden, in die Entwicklung der physikalischen Denkweise selbst bedeutungsvoll eingreifenden Lebensarbeit in dem Geiste des grossen Forschers gestaltet hatte; sie zeichnen dieses Bild in der treuesten und lebensvollsten Weise und liefern somit nicht nur ein Lehrbuch ersten Ranges, sondern zugleich ein historisches Dokument von bleibender Bedeutung.

Nicht mit gleicher Vollkommenheit spiegelt sich in der uns vorliegenden Einleitung die Stellung Helmholtzens zu den philosophischen Fragen, zu deren Klärung er — obgleich immer vom Standpunkte des Naturforschers aus — vieles beigetragen hat. An Bedeutung wie an Umfang den früher erschienenen Teilen des Gesamtwerkes nachstehend, enthält die erste Abteilung des ersten Bandes zwar eine Reihe interessanter Erörterungen, ohne jedoch in grössere Tiefen einzudringen oder eine vollständige Darstellung des philosophischen Grenzgebietes anzustreben.

Die kleine Schrift zerfällt in zwei Abschnitte; der erste ist den „methodologischen Prinzipien" gewidmet und beschäftigt sich mit der Art und Weise, in welcher wir zu wissenschaftlichen Begriffen gelangen. Die ganze auf wissenschaftliche Erkenntnis gerichtete Thätigkeit ist im Grunde nichts anderes als Begriffsbildung; die Operationen des Urteilens und Schliessens, welche die alte Logik als Quelle alles Wissens ansah, wobei die Existenz von Begriffen ohne weiteres vorausgesetzt wurde, gehen vollkommen in jener einen Thätigkeit auf. Es zeigt sich nämlich, dass die Merkmale, durch welche wir gewisse Klassen von Objekten abgrenzen und zu Begriffen zusammenfassen, keineswegs unabhängig voneinander gewählt werden dürfen, wenn wir uns auf dem Boden der Wirklichkeit bewegen wollen, wenn unseren Begriffen Realität zukommen soll; vielmehr sind mit der Setzung gewisser Merkmale gewöhnlich noch andere Eigenschaften gesetzt, und es darf also zu jenen ersten Merkmalen kein weiteres hinzugefügt werden, welches diesen Eigenschaften widerspricht, ohne dass dadurch der Begriff, welcher durch die Gesamtheit der gesetzten Merkmale charakterisiert werden soll, ein Scheinbegriff, ein reines Gedankending wird. Wenn nun die Gesamtheit der Merkmale, welche sich in solcher Weise zu einem gewissermassen natürlichen Komplex zusammenschliessen, grösser ist als die Anzahl der zur Abgrenzung des Begriffs ursprünglich notwendigen Merkmale, so bezeichnen wir den Überschuss der Merkmale als Konnotationen des Begriffs. Feststellung der Konnotationen eines Begriffs sind die allgemeinen Urteile im Sinne der alten Logik; was in dieser Wissenschaft als Schluss bezeichnet wird, ist nichts anderes als der Ausdruck der Thatsache, dass ein Ding, welchem die charakterisierenden Merkmale eines Begriffs zukommen, auch die oben als Konnotationen bezeichneten Merkmale aufweisen muss.

Das Verhältnis des Begriffs zu seinen Konnotationen umfasst nun auch das Verhältnis der Umstände zu dem notwendig eintretenden Ereignis, also den Ausdruck des Naturgesetzes. Oft ist es ja nur eine sprachliche Veränderung, welche die eine Form des Verhältnisses (Begriff und Konnotation, allgemeines Urteil) in die andere Form (Naturgesetz) überführt. Das Urteil: „Das Licht ist brechbar" lässt sich als Gesetz aussprechen in der Form: „Ein Lichtstrahl wird beim Durchgang aus einem Medium in ein anderes aus seiner Richtung abgelenkt."

Für das Naturgesetz haben wir nun noch eine weitere Form des Ausdrucks, indem wir die Konnotation nicht wie soeben durch ein Verbum, sondern durch ein Substantivum bezeichnen. Mit der Vorstellung zweier schweren Körper, welche sich in endlicher Entfernung voneinander im Raume befinden, ist als Konnotation zugleich die Vorstellung der notwendig eintretenden Beschleunigung gesetzt; diese Konnotation bezeichnen wir substantivisch durch das Wort Anziehungskraft. Mit der Einführung derartiger Abstrakta ist aber doch etwas mehr als eine bloss sprachliche Nuance bewirkt. Dieses Mehr ist nun insofern vollkommen gerechtfertigt, als das von unserem Wollen und Wünschen unabhängige Walten des Naturgesetzes am deutlichsten zum Ausdruck kommt, wenn es als etwas Existierendes, als stets wirkungsbereites Agens gefasst wird. Zugleich aber ist hierbei Gefahr vorhanden, dass die wahre Bedeutung der so eingeführten Abstrakta vergessen und diese als unabhängig existierende Realitäten aufgefasst werden. Daher die Dunkelheiten und Widersprüche des Kraftbegriffes und die an Faraday anknüpfenden Bestrebungen, diesen Begriff als ein hypothetisches Element gänzlich aus der Wissenschaft zu beseitigen. In diese Gedankenreihe gehört nun auch der Begriff der Ursache, die Erörterung des Kausalitätssatzes. Helmholtz wiederholt hier, was er in der berühmten Einleitung zu seiner Abhandlung über die Erhaltung der Kraft gesagt hat, mit den beim Abdruck dieser Arbeit in den wissenschaftlichen Abhandlungen gegebenen Modifikationen. Das Kausalitätsgesetz erscheint als

Postulat der Begreiflichkeit des Naturganzen. Die Bedeutung, in welcher Helmholtz das Wort „Ursache" anwendet, umfasst übrigens keineswegs alle Beziehungen, in welchen das Wort im Sprachgebrauch auftritt, und die auf jene spezielle Bedeutung zugeschnittene etymologische Ableitung wird sich schwerlich aufrecht erhalten lassen. Mit zwei wenig originellen Paragraphen über die Hypothese als Vorstufe des Gesetzes, über die Vollständigkeit der wissenschaftlichen Erfahrung und ihre praktische Bedeutung schliesst der erste Abschnitt.

Der zweite behandelt die Grundlagen der mathematischen Darstellung. Jedes Gesetz umfasst eine Mehrheit von Fällen; Momente, welche den einzelnen Fall charakterisieren, sind im Hinblick auf das Gesetz unwesentlich; solche unwesentlichen Momente sind nun in erster Linie die räumlichen und zeitlichen Grössenunterschiede; von ihnen werden wir bei der Formulierung des Gesetzes zu abstrahieren haben; dies geschieht, indem wir auf unendlich kleine Elemente der ausgedehnten Materie, auf unendlich kleine Intervalle des zeitlichen Verlaufes zurückgehen; und zwar kann diese Zurückführung unter der Annahme stetiger oder unstetiger Zusammensetzung erfolgen. Die Anwendung des Gesetzes auf den einzelnen Fall wird eine Addition der Elementarwirkungen, also im allgemeinen eine Integration, die Ableitung des Gesetzes aus den einzelnen Fällen eine Differentiation erfordern. In diesen Verhältnissen erblickt daher Helmholtz die Wurzel der mathematischen Darstellbarkeit physikalischer Gesetze. Über die nun folgenden Auseinandersetzungen dürfen wir uns hier kurz fassen, denn es ist im wesentlichen dieselbe Gedankenreihe, welche in der fundamentalen Arbeit „Zählen und Messen" entwickelt ist. Gleichartige Grössen sind solche, die nach derselben Beobachtungsmethode verglichen werden. Zur Definition der Gleichheit zweier Dinge, deren Gleichartigkeit vorausgesetzt werden muss, dient alsdann der Satz, welcher gewöhnlich als erstes Axiom der Arithmetik angegeben wird und besagt: Wenn zwei Grössen einer dritten gleich sind, so sind sie unter sich gleich. Ungleiche, aber gleichartige Dinge können in der Weise verglichen werden, dass zwei oder mehrere zu einem Aggregat vereinigt, „verknüpft" und einem anderen gleich gesetzt werden. Damit eine derartige Vergleichung einen zahlenmässigen Ausdruck erhalten kann, ist notwendig, dass die in Betracht kommende Verknüpfung denselben Gesetzen unterliege, durch welche auch die arithmetischen Operationen geregelt werden. Diese Gesetze des Zählens, die Axiome der Arithmetik, leitet nun Helmholtz in bekannter Weise aus dem zur Definition der Addition dienenden Grassmannschen Axiom her. — Nicht alle Vorgänge, deren Verknüpfung diesen Gesetzen folgt, lassen sich aber durch ganze Zahlen ausdrücken; hier ist die Stelle, wo die Einführung irrationaler Zahlen und der aufs engste mit ihnen verknüpften Betrachtungen über Stetigkeit notwendig wird. In der vorliegenden Darstellung werden diese Dinge nur flüchtig berührt.

Aber auch Aggregate ungleichartiger Grössen können ein Mass für andere Grössenarten abgeben, wenn die Zahlen, welche den Grössen durch Vergleichung mit gleichartigen Grössen zugeordnet worden sind, auch hierbei sich nach den arithmetischen Gesetzen verbinden; dies ist z. B. der Fall, wenn eine Fläche durch ein Produkt zweier Linien gemessen wird. Aus dieser Art der Verknüpfung entspringt die für die Physik so ungeheuer wichtige Lehre von den physikalischen Einheiten und ihren Beziehungen zu den absoluten Einheiten. Den Schluss des Abschnittes bildet die Ausdehnung der Addition auf Komplexe von ungleichartigen Grössen, also z. B. das Rechnen mit geometrischen Grössen, wie es Grassmann begründet hat. Als Gegensatz zu den Zusammensetzungen dieser Art, welche den Gesetzen der Addition folgen, und deren wichtigste die Streckenrechnung ist, wird die Zusammensetzung von Drehungen eines Körpers um irgend welche Achsen besprochen, deren Reihenfolge nur dann als gleichgültig angesehen werden darf, wenn die Drehungswinkel unendlich klein sind.

Dies ist in grossen Zügen der Inhalt der einleitenden Vorlesungen; zu bedauern ist, dass die Redaktion — wenigstens des ersten Teiles — unter den im Vorwort erwähnten beklagenswerten Umständen offenbar gelitten hat. Da die Drucklegung einer stenographischen Nachschrift folgt, so wird man annehmen müssen, dass Helmholtz, als er die ersten Vorlesungen hielt, nicht wohl disponiert gewesen ist, oder dass er Grund zu haben glaubte, bei seinen Zuhörern ein sehr langsames Auffassungsvermögen vorauszusetzen. Nur so ist die ermüdende Breite der Darstellung, sind die endlosen, manchmal wörtlichen Wiederholungen der einfachsten Dinge zu erklären. In solchem Falle aber ist es eine falsche Pietät, den wörtlichen Ausdruck unbedingt festhalten zu wollen. Durch energische Streichungen wäre der geringe Umfang des Heftes allerdings noch bescheidener geworden, aber die Darstellung hätte ohne Zweifel an Frische und an Interesse gewonnen. Zur Begründung dieses Urteils mögen hier einige Beispiele folgen. Auf Seite 2 findet man den Satz: „. . . für gewöhnlich verliert man bei dem Vortrage einzelner Zweige der Wissenschaften auf den Universitäten nicht viel Worte über die logischen Grundsätze, die den Untersuchungen, an die man herantritt, zu Grunde

liegen." Fast mit denselben Worten heisst es auf Seite 4: „Man pflegt bei der systematischen Darstellung der verschiedenen Wissenschaften gewöhnlich nicht viel Worte und Betrachtungen über die logischen Grundsätze zu verlieren, die den Untersuchungen, an die man herantritt, zu Grunde liegen; aber gerade bei der Physik ist dies doch bis zu einem gewissen Grade notwendig." Und als ob der Leser hierdurch noch nicht genügend vorbereitet sei, wird ihm auf Seite 6 noch einmal versichert: „Es ist daher notwendig, zunächst einige kurze Auseinandersetzungen über das logische Geschäft zu machen, welches wir in den naturwissenschaftlichen, physikalischen Untersuchungen auszuführen haben." —

Auf Seite 11 findet man die Stelle: „Wir haben nämlich die Aufgabe, solche Fälle von Veränderungen und Vorgängen als Klassen zusammenzugreifen, bei denen ausser den beobachteten gleichartigen Umständen, welche der Definition des Begriffes entsprechen, noch regelmässig andere Vorgänge stattfinden, welche also den Konnotationen des Begriffs analog sind," nachdem man 25 Zeilen zuvor gelesen hat: „Wir müssen solche Fälle zu Klassen zusammenstellen, in denen ausser den Umständen, welche zur Definition, d. h. zur Abgrenzung der betreffenden Gruppe von Vorgängen dienen, auch noch andere gleichartige, gemeinsame Änderungen, d. h. in ihrem Ablauf einander gleichende Veränderungen vorkommen."

Auf Seite 14 dreht sich die Darstellung in irritierender Weise unaufhörlich um denselben Punkt.

Beim mündlichen Vortrag werden derartige Wiederholungen kaum empfunden, in der schriftlichen Darstellung aber sind sie durchaus zu tadeln. Dasselbe gilt von den sprachlichen Merkwürdigkeiten, welche im Text stehen geblieben sind, wie z. B. der schöne Satz auf S. 1 von den Täuschungen und Irrtümern, „welche auf diesem Wege notwendigerweise nicht zu vermeiden waren."

Im zweiten Abschnitt scheint bei der Überschrift des § 11 ein Versehen untergelaufen zu sein. Es wird statt: „Vergleichung ungleichartiger Körper" wohl heissen sollen: „Vergleichung ungleicher gleichartiger Körper." —

Karl Böhm.

(Eingegangen 11. November 1903.)

Otto Schlick, Die Untersuchung der Vibrationserscheinungen von Dampfern. An einem Beispiel erläutert. gr. 8. 49 S. m. 4 lith. Tafeln. Leipzig, Arth. Felix. 1903. M. 2,80.

Mit der Herausgabe dieser kleinen Monographie hat sich der Verfasser ein wirkliches Verdienst erworben. Er führt den Leser derselben ohne mathematische Formulierung in die Vibrationserscheinungen der Schiffe ein, welche an der Hand von Pallographendiagrammen des Schnelldampfers „Kronprinz Wilhelm" analysiert und auf ihre Ursachen zurückgeführt werden. Unter diesen tritt, da die Maschinen nach des Verfassers Methode bereits ausgeglichen sind, die ungleiche Beschaffenheit der Propellerflügel besonders hervor, welche überdies die Haltbarkeit des ganzen Treibapparates ungünstig beeinflusst. Da es sich bei Schiffen um Schwingungen eines elastischen Systemes handelt, so dürfte die Untersuchungsmethode des Verfassers nicht bloss für Ingenieure, sondern auch für Physiker von Interesse sein. Das Einzige, was man in der eleganten und darum leicht verständlichen Arbeit vermisst, ist eine kurze Beschreibung des Pallographen selbst, für dessen Konstruktion der Verfasser seinerzeit die goldene Medaille des britischen „Institution of Naval Architects" erhalten hat.

H. Lorenz.

(Eingegangen 28. Dezember 1903.)

Frank H. Bigelow, Eclipse Meteorology and allied problems. (Meteorologie der Sonnenfinsternisse und verwandte Probleme.) Weather Bureau Bull. I. 1902. gr. 4. 166 S. Washington.

Verf. bemüht sich in den letzten Jahren, ein alles umfassendes Bild vom Wesen aller irdischen und solaren Phänomene zu entwerfen; vorliegende Abhandlung ist der ausführlichste Versuch dieser Art.

Gelegentlich der totalen Sonnenfinsternis vom 28. Mai 1900 wurden unter Leitung des Verf. planmässig vorbereitete Beobachtungen, sowohl der Finsternis selbst, als auch ihres Einflusses auf die meteorologischen Elemente durchgeführt. Ohne auf das Einzelne an dieser Stelle einzugehen, möchte Ref. nur die Berechnung der Minderzufuhr an Energie erwähnen, die durch das Dazwischentreten des Mondes hervorgerufen wird. Diese Grösse erreicht ihr Maximum erst 30 Minuten nach der Mitte der Verfinsterung, und ist pro Kilogramm Luft in maximo 0,42 g-cal. Des weiteren sei noch der zahlreichen und systematischen Beobachtungen der „Schattenbänder" gedacht, schon wegen der Brauchbarkeit des Materials. Verf. erklärt ihr Auftreten 1. durch vermehrte Schlierenbildung in der Atmosphäre infolge der Temperaturunterschiede am Rande des Schattenkegels und 2. durch grössere Wirksamkeit derselben, der geringeren leuchtenden Sonnenfläche wegen. Hiermit ist auf 60 Seiten das Hauptproblem erschöpft; die übrigen 106 S. sind den Allied problems gewidmet, worunter der Verf. die gesamten Erscheinungen auf der Erde und der Sonne versteht.

Bei einem solchen Umfang der Aufgabe, ist es dem Ref. unmöglich, auf die einzelnen Theo-

rien und Hypothesen des Verf. näher einzugehen. Die allgemeinen Grundzüge sind folgende:

Die verschiedenen existierenden Sonnentheorien bedürfen alle einer Prüfung an Hand der Ergebnisse der neueren Anschauungen über das Wesen der elektrischen Dissoziation, der Entladungserscheinungen im Vakuum, der aktinischen Strahlung u. s. w., und neben der rein dynamischen oder thermodynamischen Behandlung der Bewegungsvorgänge auf der Sonne müsste nunmehr auch der Magnetismus des Sonnenkernes und das solare elektrostatische Kraftfeld ins Auge gefasst werden.

Der Annahme dieser beider Kraftfelder stehen seit altersher schwere Bedenken entgegen, auf die in dieser Zeitschrift hinzuweisen, sich wohl erübrigt. Es ist vor allem die Magnetisierung des Sonnenkernes, die uns nach aller unserer heutigen Erfahrung schwer möglich erscheint. Ihre Existenz zu belegen, ist der Verf. denn auch immer wieder bemüht. Das Schwergewicht legt der Verf. auf die Übertragung der Helmholtzschen Theorie der atmosphärischen Cirkulation auf die Sonne. Aus ihr zieht er den Schluss, dass die Rotation der Oberfläche in mittleren heliographischen Breiten zurückbleibt gegen jene des Kernes (was ja schliesslich auch aus Fleckenbeobachtungen bestätigt ist); und da er nun annimmt dass die Bestandteile der Oberfläche elektrische Ladungen tragen, so folgt daraus in der That eine axiale Magnetisierung der Sonne. Dem schwerwiegenden Einwand, dass eine derartige Magnetisierung am Orte unserer Erde an den Variationen z. B. des Erdmagnetismus nicht mehr beteiligt sein kann ohne übermässige Annahme über die Stärke der Magnetisierung begegnet der Verf. damit, dass auf die Sonne als eine Quelle eigener Energie die Sätze über das magnetische Potential gar nicht anwendbar seien. Verf. braucht die Hypothese von der Magnetisierung der Sonne ganz besonders für seine Theorie der Korona, die er ihrerseits wieder dadurch zu stützen sucht, dass seine vorausberechnete Gestalt der Korona für 28. Mai 1900 mit der beobachteten übereinstimmt. Allein wer Handzeichnungen ein und derselben Korona — und eine Handzeichnung dient zum Vergleich — von verschiedenen Beobachtern nebeneinander gesehen hat, weiss, was hier die subjektive Auffassung ausmacht. Immerhin kann der Verf. recht haben, selbst mit der Magnetisierung des Sonnenkernes, allein unsere heutigen Bedenken kann nur der Versuch zerstreuen.[1])

1) In einer soeben in der Science 19, 30—34, 1904 erschienenen Abhandlung fasst der Verf. den Sonnenkern als einen beginnenden Doppelstern auf.

Typisch ist für den Verf. übrigens auch die Behandlung solarer Vorgänge ganz im Anschluss an irdische, weswegen er denn auch von einer solaren Meteorologie spricht. Derart behandelt er die Änderung des Luftdruckes und der Temperatur mit der Höhe für beide Himmelskörper gemeinsam, setzt die Cirkulation und Kondensation in Sonnenflecken in Analogie zu den tropischen Regenfällen und sieht in den oberen Schichten der Sonnenfackeln die Cirruswolken der Sonne.

Einen breiten Raum nehmen die Betrachtungen ein über die Übertragung der Energie der Sonne auf die Erde, ein Kapitel wo naturgemäss die neueren Vorstellungen vom Wesen der elektrischen Entladung eine grosse Rolle spielen. Hier ist, namentlich durch die Versuche von Ebert und — die übrigens nicht erwähnten — von Birkeland der Boden bedeutend sicherer, ja es ist füglich ausser Zweifel, dass wir der Wahrheit hier näher sind, als früher; allein eigentlich ist uns nur der Weg zum Ziel eröffnet und wir müssen ihn Schritt für Schritt gehen. Ja, gerade weil wir nun befähigt sind, durch Beobachtung und das Experiment vorwärts zu kommen, können wir der Hypothese mehr entbehren, als früher. Die Beobachtungen haben aber schon ein so solides Fundament zur Erklärung des Zusammenhangs zwischen Sonnenthätigkeit und Erdmagnetismus geliefert, dass ein überhasteter Aufbau des ganzen Gebäudes nur zu beklagen wäre.

Potsdam. A. Nippoldt.

(Eingegangen 29. Januar 1904.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der Privatdozent Dr. Robert Luther an der Universität Leipzig wurde zum etatsmässigen ausserordentlichen Professor für physikalische Chemie an derselben Universität ernannt.

An der Universität Wien habilitierte sich Dr. Norbert Herz als Privatdozent für Astronomie und Geodäsie, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Iwan Koppel als Privatdozent für Chemie.

Ernannt wurden der Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule zu Berlin Rektor Hettner und der Professor des Schiffsbaus an der gleichen Hochschule Flamm zu Geh. Reg.-Räten, der o. Professor der Mathematik an der Universität Würzburg Prym zum Geh. Hofrat.

Die goldene Medaille der Londoner Astronomischen Gesellschaft ist für dieses Jahr dem Leiter der amerikanischen Yerkes-Sternwarte, Professor Hale, verliehen worden.

In Karlsruhe ist im Alter von 77 Jahren Geheimrat Dr. Wilhelm Schell, Professor für Mechanik und synthetische Geometrie an der Technischen Hochschule, gestorben, in Görz der erste Assistent am Physikalischen Institut und Leiter der Meteorologischen Station an der Universität Graz, Dr. phil. von Pallich, im 35. Lebensjahre.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. 15. März 1904. 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 7 am 22. März 1904.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

No. 19[1]): R. Magini, Die ultravioletten Absorptionsspektra der Ortho-, Meta- und Para-Isomeren.

Zur Fortsetzung meiner Untersuchung der stereochemischen Isomerie beabsichtige ich in gegenwärtiger Arbeit das Verhalten der Ortho-, Meta- und Para-Isomeren zur Absorption der ultravioletten Strahlen zu prüfen; ich will hierbei sehen, ob die Lagerung von gleichen Gruppen mit gleichen Bindungen einen direkten und charakteristischen Einfluss auf die Absorptionsspektra der Isomeren ausübt, und, — im Bejahungsfalle, — welcher Natur dieser Einfluss ist.

Die geprüften Isomeren sind 12, nämlich: Brenzkatechin, Resorzin, Hydrochinon; die Ortho-, Meta- und Para-Oxybenzoë-

1) Nr. 18: Diese Zeitschr. **5**, 69, 1904.

säuren; die Phtal-Isophtal- und Terephtalsäuren.

Die Schichtdicke der Lösungen in destilliertem Wasser betrug 1 cm; die Methode war die bereits in zwei Arbeiten beschriebene.

1. Zweiwertige Phenole.

Das Brenzkatechin zeigt bei einer Lösung von $^1/_{250}$ n einen Absorptionsstreifen von $\lambda = 2912$ bis $\lambda = 2501$ und liefert das Spektrum bis $\lambda = 2483$. Bei der nämlichen Verdünnung zeigen das Resorzin und das Hydrochinon keinen Absorptionsstreifen und bringen das Spektrum bis zu $\lambda = 2890$ und $\lambda = 3057$. Ich gebe einige bei höherer Verdünnung erreichte Resultate; in sämtlichen Tabellen bedeutet B ein Absorptionsband, T ein Transmissionsband; s bedeutet ein plötzlich unterbrochenes, d ein schwach unterbrochenes, i ein kräftiges Spektrum.

Verdünnung	Brenzkatechin	Resorzin	Hydrochinon
$^1/_{500}$	*B.* 2875—2598	*B.* 2842(*s*)—2625(*d*)	*B.* 3021—2631
	T. 2598—2395	*T.* 2625(*d*)—2388(*d*)	*T.* 2631—2588 (*d*)
$^1/_{1000}$	*B.* 2859—2660(*d*)	*B.* 2800—2650	*B.* 2976—2772
	T. 2660(*d*)—2370	*T.* 2650—2388	*T.* 2772—2574
$^1/_{1500}$	*B.* 2832—2765	*B.* 2780—2700	*B.* 2941—2788 (*i*)
	T. 2765—2364	*T.* 2700—2300	*T.* 2788(*i*)—2546

Aus den im grossen Massstab ausgeführten Versuchen geht hervor, dass die Ortho- und Meta-Verbindungen dasselbe Maximum und Minimum der Transparenz besitzen; beim Hydrochinon sind sie nach der lichtreichen Seite zu verschoben. Das Hydrochinon ist auch stark absorbierend im äussersten Ultraviolett von $\lambda = 2500$ ungefähr an. Das Resorzin liefert das Spektrum in vollständiger Weise bei einer Verdünnung von $^1/_{2000}$ n; das Brenzkatechin bei einer solchen von $^1/_{3000}$, und das Hydrochinon von $^1/_{4000}$ n.

2. Oxybenzoësäuren.

Ich berichte über einige Versuche

Verdünnung	Ortho	Meta	Para
$^1/_{500}$	*B* 3188(*d*)—2631	*B* 3021—2635	Kontinuierliche Absorption
	T 2631—2537	*T* 2635—2575 (*d*)	von $\lambda = 2900$ an
$^1/_{1500}$	*B* 3021—2844	*B* 2929—2844	Kontinuierliche Absorption
	T 2844—2472 (*d*)	*T* 2844—2470	von $\lambda = 2741$ (*d*) an
$^1/_{4000}$	Kontinuierliche Absorption	Kontinuierliche Absorption	Kontinuierliche Absorption
	von $\lambda = 2439$ an	von $\lambda = 2382$ an	von $\lambda = 2606$ (*d*) an

Die Ortho- und Meta-Verbindungen haben dasselbe Maximum und Minimum der Transparenz. Die Para-Isomere zeigt keine Absorptionsstreifen. Die Metaverbindung giebt das Spektrum vollständig bei einer Verdünnung von $^1/_{5000}$, das Ortho bei $^1/_{6000}$, die Paraverbindung bei $^1/_{20000}$. Die Einführung eines Carboxyls verstärkt die Absorption und verlagert die Streifen nach Rot hin.

3. Amidobenzoësäuren.

Folgendes sind die Resultate:

Verdünnung	Ortho	Meta	Para
$^1/_{350}$	*B* 3529—2823	*B* 3199 (*d*)—2750	Kontinuierliche Absorption
	T 2823—2750	*T* 2750—2631	von $\lambda = 3100$ an
$^1/_{500}$	*B* 3490—2859	*B* 3880—2800	Kontinuierliche Absorption
	T 2859—2611 (*d*)	*T* 2800—2598	von $\lambda = 3067$ (*d*) an
$^1/_{3000}$	Kontinuierliche Absorption	Kontinuierliche Absorption	*B* 2937—2420 (*d*)
	von $\lambda = 2388$ an	von $\lambda = 2382$ an	*T* 2420 (*d*)—2381 (*d*)

Im Vergleich zu den Oxybenzoësäuren sind die Streifen dieser Säuren nach dem Rot hin verschoben, was infolge der Einführung von einer Amidogruppe geschieht. Merkwürdig verhält sich die Parasäure; sie zeigt die Streifen nur bei der Verdünnung von $^1/_{3000}$ und zwar in sehr energischer Weise, während bei der Orthoverbindung und der Metaverbindung die Streifen bei dieser Verdünnung verschwunden sind. Die Orthosäure liefert das Spektrum bei einer Verdünnung von $^1/_{4000}$, die Metaverbindung bei einer nur wenig niedrigeren und die Paraverbindung bei einer von $^1/_{10000}$.

4. Phtalsäuren.

Diese wurden wegen der Unlöslichkeit der Meta- und Para-Verbindungen nur teilweise geprüft.

Verdünnung	Ortho	Meta	Para
$^1/_{350}$	*B* 2844—2630 (*d*)	—	—
	T 2630 (*d*)—2600 (*d*)	—	—
$^1/_{2000}$	Kontinuierliche Absorption	Kontinuierliche Absorption	Kontinuierliche Absorption
	von λ 2411 (*d*) an	von $\lambda = 2399$ (*d*) an	von $\lambda = 2598$ an

Die Einführung noch eines Carboxyls in die Kette scheint die durch eine erste Gruppe hervorgebrachte Wirkung zu annullieren; bei der Phtalsäure zieht sich der Streifen sogar zusammen. Die Meta-Verbindung giebt das Spektrum bei einer Verdünnung von $^1/_{3000}$, die Orthoverbindung bei $^1/_{4000}$, die Paraverbindung bei $^1/_{10000}$. Aus den Versuchen geht hervor, dass die Absorptionen der Biderivate des Benzols eine an metallische Absorptionen erinnernde Grössenordnung besitzen. Ich möchte an die Pauersche Arbeit über das Benzol und einige Derivate desselben erinnern; es scheint mir, dass diese Art Absorption, die man in anderen Verbindungen verschiedener Natur nie wiederfindet, eine wahre und eigentümliche Charakteristik des Benzolkerns bildet. Ferner ist es natürlich, dass die Ortho-, Meta- und Para-Verbindungen, vom Augenblick an, wo sie nicht durch zu subtile Isomerie miteinander verbunden sind, sehr voneinander verschiedene Absorptionsspektra aufweisen. Denn abgesehen davon, dass sie verschiedene chemische Eigenschaften besitzen, sind sie auch verschieden in ihren Verkettungspunkten, im spezifischen Gewicht, in ihren spezifischen sowohl bei gleichem Gewicht wie bei gleichem Volumen, in der molekularen Leitungsfähigkeit wie in den Dissoziations-Konstanten.

Gegenüber der Absorption in der ultravioletten Region des Spektrums zeigen die einzelnen Isomeren, welches auch immer ihre substituierenden Gruppen sind, einen vollkommen konstanten Verlauf.

Wir können als Schlussfolgerung sagen:

1. Alle geprüften Verbindungen zeigen eine sehr starke Absorption.

2. Dieselben zeigen stets deutliche Streifen, welche nach der Lichtseite des Spektrums zu verschoben werden, wenn an Stelle eines Hydroxyls ein Carboxyl oder eine Amido-Gruppe eingeschaltet wird.

3. Die Einführung eines zweiten Carboxyls in die Kette scheint die Erhöhung der Absorption und die Verlagerung der Streifen, die durch Einschaltung einer ersten Gruppe bewirkt wurden, völlig aufzuheben.

4. Die untersuchten Isomeren können ihrer zunehmenden Absorption entsprechend, besonders wie sie dieselbe bei sehr hohen Verdünnungen im äussersten Ultraviolett zeigen, stets in der Stufenfolge: Meta, Ortho, Para angeordnet werden.

5. Die Meta- und Ortho-Isomeren haben zwar verschiedene, aber analoge Absorptionen mit gleichen Maxima und Minima; im Gegensatz hierzu zeigt die Para-Isomere kräftige und von den anderen Isomeren unabhängige Absorption.

Diese letzten Schlüsse beweisen, dass die Lagerung der Molekel bildenden Gruppen einen entscheidenden und charakteristischen Einfluss auf die Absorption der ultravioletten Strahlen hat. Dieser Einfluss, der sich ganz besonders bei Strahlen mit kürzerer Wellenlänge zeigt, lehrt auch, dass die Absorption einer Verbindung kein Phänomen von additiver Natur sein kann, was im Gegensatz steht zu den von Spring für den sichtbaren Teil des Spektrums gewonnenen Resultaten.

Die Erscheinung der Absorption, verbunden mit der Refraktion und der durch Ätherschwingungen in den kleinsten Teilchen hervorgerufenen Resonanz, steht also in bestimmten Beziehungen zu der Lagerung der molekularen Gruppen, d. h. zu der Form des Moleküls.

Bei den Ortho-, Meta-, Para-Isomeren erreicht man den grössten Effekt, wenn die substituierenden Gruppen an entgegengesetzte Kohlenstoff-Atome des Benzolkerns gefesselt sind, also wenn die Molekel symmetrisch ist.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 9. Januar 1904.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

Nr. 20[1]): R. Magini, Einfluss der doppelten chemischen Bindung auf die ultravioletten Absorptionsspektra.

Die Prüfung der ultravioletten Spektra der Benzol-Biderivate, die ich bei der Untersuchung der Absorption der Ortho-, Meta- und Para-Isomeren kürzlich vorgenommen habe, führte mich zu der Schlussfolgerung, dass die Verbindungen dieser Reihe eine Absorption besitzen, deren Grössenordnung dieselbe wie die der metallischen Absorptionen ist. Pauer war bei Prüfung von einigen Verbindungen derselben Reihe zum gleichen Schlusse gelangt. Diese Verbindungen zeigen gleich den andern zwölf von mir untersuchten, nämlich den zweiwertigen Phenolen, den Oxybenzoësäuren, den Amidobenzoësäuren und den Phtalsäuren, sämtlich sehr kräftige Absorptionen, welche durch ihre Grösse sehr fern von den Absorptionen stehen, die die anderen farblosen, organischen Verbindungen aufweisen. Überdies sind ihre Spektra durch deutliche Absorptionsstreifen charakterisiert. Das Benzol zum Beispiel ist eines der transparentesten der Benzolreihe; es zeigt bei Untersuchung von 1 Mikron Schichtdicke schon eine kräftige Absorption (Pauer); ebenso verhält sich das Toluol bei $^1/_2$ Mikron Schichtdicke. Von den untersuchten Verbindungen zeigt das Resorzin die geringste Absorption; es lässt das ultraviolette Spektrum bei einer Schichtdicke von

1) Nr. 19: Diese Zeitschr. 5, 145, 1904.

1 cm unverändert passieren, bei einer Verdünnung von $^1/_{2000}$ normal. Andre Verbindungen lassen alle Strahlen bis zu $\lambda = 2300$ bei sehr viel höheren Verdünnungen (einige bis $^1/_{20000}$) durchgehen.

Dieses kräftige Absorptionsvermögen erregte meine Aufmerksamkeit; ich vermutete, dass diese seltsame Eigenschaft eine Charakteristik von irgend einem Element des Benzolkerns bilden möchte. Ich stellte die Hypothese auf, dass ein solcher Einfluss durch die doppelten Bindungen ausgeübt würde und dass die Absorption in einer gewissen Abhängigkeit von der Natur der Bindungen selbst stünde.

Die Annahme, dass die oben beschriebene enorme Absorption von der geschlossenen Kette herrühren könnte, ist ausgeschlossen (ich werde zeigen, dass man das Phänomen auch in den aliphatischen Verbindungen antrifft). Will man sich z. B. von der Absorption des Benzols $C_6 H_6$ Rechenschaft geben, so bleiben nur zwei Annahmen möglich: entweder rührt sie von den sechs Gruppen CH, oder von den doppelten Bindungen her. Aber die Gruppen CH bringen keine Absorption in den Zuckerarten oder bei den Weinsteinsäuren hervor, welche vielmehr äusserst transparent für die ultravioletten Strahlen sind, besonders erstere auch bei grosser Schichtdicke. Es bleibt uns die zweite Annahme von den doppelten Bindungen. Zu ihren Gunsten sprechen die starken Absorptionen zweier chemisch fern vom Benzöl stehenden Flüssigkeiten, sowohl im gewöhnlichen Zustand wie auch in Lösung, nämlich des Pyridins $C_5 H_5 N$ und des Tiophens $C_4 H_4 S$.

Aber dies sind alles Verbindungen mit geschlossener Kette. Wird nun diese intensive Absorption durch die doppelte Bindung bewirkt, so muss man bei den nicht gesättigten aliphatischen Verbindungen die gleiche Thatsache bemerken. Das ist thatsächlich der Fall. Indem ich mir die für die Gruppen CH bereits festgestellte Beobachtung vergegenwärtigte, verglich ich den Allyl-Alkohol $CH = CH - CH - OH$ mit dem normalen Propyl-Alkohol

$$CH_3 - CH_2 - CH_2 - OH;$$

während nun letzterer selbst bei grossen Schichtdicken das Spektrum vollständig durchlässt, absorbiert der Allyl-Alkohol ausserordentlich stark.

Auch ein Vergleich zwischen dem Allyl-Acetat und dem Propyl-Acetat

$$H_2 C = CH - CH_2 \cdot O \cdot C_2 H_3 O \text{ und}$$
$$H_3 C - CH_2 - CH_2 \cdot O \cdot C_2 H_3 O$$

führt zu dem nämlichen Resultat. Aber eine noch greifbarere und einfachere Probe bietet uns die Maleïn- und die Fumarsäure, die ich schon in einer früheren Arbeit untersucht habe; beide besitzen doppelte Bindungen und sind ausserordentlich absorbierend. Auch von ihnen kann man sagen, dass die Absorption entweder von den CH-Gruppen herrührt, was augenscheinlich nicht der Fall ist, oder von den Carboxylen $CO \cdot OH$. Bei Prüfung der Oxalsäure $(CO \cdot OH)_2$ fand ich, dass sie nur in geringem Grade absorbiert und dass folglich, da die Absorption von zwei Säuren nicht von derjenigen der komponierenden Gruppen herzuleiten ist, dieselbe notwendigerweise durch die doppelte Bindung herbeigeführt wird. Auch auf einem andern Wege gelangt man zum gleichen Schlusse. Vergleicht man die Absorption der Maleïnsäure mit derjenigen der inaktiven Weinsäure

$$\begin{array}{ccc} & & O \cdot H \\ HC \cdot CO \cdot OH & \text{und} & HC \cdot CO \cdot OH \\ \| & & | \\ HC \cdot CO \cdot OH & & HC \cdot CO \cdot OH \\ & & OH \end{array}$$

und die Absorption der Fumarsäure

$$\begin{array}{ccc} H \cdot C \cdot CO \cdot OH & & CO \cdot OHCH \\ \| & & \| \\ CO \cdot OHCH & & HC\,CO \cdot OH \end{array}$$

mit der Absorption der racemischen Säure

$$\begin{array}{ccc} OH & & OH \\ H \cdot C \cdot CO \cdot OH & & HO \cdot OH \cdot C \cdot H \\ | & & | \\ CO \cdot OH \cdot C \cdot H & + & HC \cdot CO \cdot OH \\ OH & & OH \end{array}$$

so bemerkt man sofort ein starkes Missverhältnis, trotz den gemeinsamen Gruppen und trotz der in sämtlichen Arbeiten über das Ultraviolett festgestellten Thatsache, dass die Hydroxyle keine Absorption herbeiführen. In der That sind Wasser, Zuckerarten und die gesättigten Alkohole völlig transparent.

Bei Vergleich der experimentellen Versuche stellt sich heraus, dass eine konzentrierte Lösung von Weinsäure das gleiche Spektrum besitzt, wie eine über 1000- oder 800 mal stärker verdünnte Lösung von Maleïn- oder Fumarsäure.

Aus all diesen Erwägungen scheint mir der Einfluss deutlich hervorzugehen, den die doppelte Bindung auf das Phänomen der Absorption der ultravioletten Strahlen ausübt; ich glaube sogar, dieser Einfluss hat einen hervorragenden Anteil am Phänomen selbst. Fernerhin geht aus den Studien über den ultraroten Teil hervor, dass die Verbindungen mit doppelter Bindung keine grössere Absorption als Verbindungen ohne dieselbe besitzen. Der Allyl-Alkohol hat dasselbe Spektrum wie der Äthyl-Alkohol. Der Einfluss ist also auf die ultraviolette Region beschränkt.

Auch für den sichtbaren Teil ist der optische Einfluss der doppelten Bindung eine sichere Thatsache. Es ist in der That bekannt, dass die Landoltsche Regel Einschränkungen erleidet. Gladstone hatte bereits gezeigt, dass viele Kombinationen der aromatischen

Serie oben genanntem Gesetz nicht folgen; Brühl entdeckte, dass im Benzol ein molekularer Refraktionsexzess vorhanden ist, der etwa dreimal der Vergrösserung entspricht, die durch eine doppelte Bindung zwischen Kohlenstoff und Kohlenstoff hervorgerufen wird. Auch die von Brühl aus seinen klassischen Arbeiten gezogenen Konsequenzen sind bekannt.

Der optische Einfluss der doppelten Bindung im ultravioletten Teil ist leicht sichtbar und man kann ihn sich mit dem starken Brechungsvermögen im sichtbaren Teil verbunden denken. Dies stimmt mit der Helmholtzschen Dispersionstheorie überein.

Die enorme Absorption und das Vorhandensein der Streifen — die Theorie erklärt sie als eine Resonanzerscheinung, die in den kleinsten Körperteilchen durch Ätherschwingungen hervorgerufen wird, welche dieselbe Periode besitzen, wie diejenige, in der die Teilchen ihre Schwingungen selber vollführen könnten — führen zu der Annahme, die doppelte Bindung könnte in den Molekeln eine Vibrationsperiode einleiten und bestimmen, entsprechend derjenigen der schnellsten ultravioletten Strahlen.

In Beziehung hierauf könnte man die Thatsache annehmen, dass die doppelte Bindung als eine Bindung zu denken ist, welche in der Molekel Elastizität und Kohäsion verändert; mit anderen Worten: sie schafft eine grössere Vibrationsbereitschaft mit bestimmten Perioden und hält die Molekel in einem Gleichgewichtszustand, in dem sie für die ultravioletten Strahlen resonanzfähig wird.

Ich glaube also, dass die Absorption überwiegend bestimmt wird durch die **molekulare Konfiguration** einerseits und durch die **Natur der Bindungen** andrerseits.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 9. Januar 1904.)

Über Methoden zur Messung strahlender Energie. (Auszug.)

Von E. L. Nichols und W. W. Coblentz.

Das Unzureichende der gewöhnlich angewandten Methoden zur Bestimmung der strahlenden Energie künstlicher Lichtstrahlen ist kürzlich von Ångström nachgewiesen worden. Er bestimmte die strahlende Energie der Acetylenflamme nach einer geistreichen Methode, bei welcher die ultrarote Strahlung von den leuchtenden Strahlen getrennt wird durch Einschaltung eines undurchlässigen Schirmes in das Spektrum; danach wird das Licht wieder vereinigt und mit der Totalenergie der Flamme verglichen. Ångström[1]) findet für die strahlende Energie der Acetylenflamme nach dieser vollkommen unabhängigen Methode den Wert 0,056, welcher etwas mehr als halb so gross ist wie derjenige, den Stewart und Hoxie mit einer ähnlichen Flamme unter Anwendung von Wasser- und Jodzellen gefunden haben.[2]) Er findet, dass alle bisher für Strahlungsenergie veröffentlichten Werte viel zu hoch sind, mit Ausnahme vielleicht der Angaben von Langley[3]), welcher sich der Methode bediente, die Energiekurve für eine Lichtquelle zu entwerfen und die Flächen des leuchtenden und des nichtleuchtenden Teiles durch Integration auszuwerten.

Eine neue Untersuchung des ultraroten Spektrums von Jod sowohl in fester Form als auch in Lösung, welche einer der Verfasser vorliegender Arbeit[4]) unternommen hat, zeigt das Ergebnis, dass die Annahme, welche der Anwendung von Jodlösungen zum Zwecke der Bestimmung der Korrektion, welche bei der durch die Wasserzelle durchgelassenen ultraroten Strahlung angebracht werden muss, zu Grunde liegt, ungerechtfertigt ist, die Annahme nämlich, dass Jodlösungen, welche hinreichende Konzentration besitzen, um die Strahlen des sichtbaren Spektrums vollständig zu absorbieren, im Ultrarot vollständig transparent seien. Unser Zweck bei der vorliegenden Arbeit ist, so scharf wie irgend möglich den Grad von Ungenauigkeit zu bestimmen den die übliche Methode zur Messung strahlender Energien in sich schliesst; in dieser Absicht haben wir die folgenden Messungen angestellt.

Strahlende Energie nach der Wasserzellenmethode.

Eine cylindrische Acetylenflamme eines Einlochbrenners wurde aufgestellt und die Ablenkung eines Nicholsschen Radiometers mit Steinsalzfenster notiert, wenn dasselbe der direkten Strahlung dieser Flamme ausgesetzt wurde, ferner, wenn eine Wasserzelle mit dünnen Glaswänden und einer 1 cm dicken Schicht destillierten Wassers zwischengeschaltet war, und endlich wenn eine Jodzelle hinter die Wasserzelle geschaltet war, so dass die Strahlen durch beide Zellen hindurchgehen mussten. Die Jodzelle war von denselben Dimensionen wie die Wasserzelle. Sie enthielt eine Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff von solcher Konzentration, dass der Faden einer Glühlampe, welche durch die Zelle hindurch betrachtet wurde, gerade auf dem Punkte stand zu er-

1) Ångström, diese Zeitschrift **3**, 257, 1902. Astrophysical Journal **15**, 223, 1902.
2) Nichols, Physical Review **11**, 215, 1900.
3) Langley, Philosophical Magazine **30**, 26, 1890.
4) W. W. Coblentz, Physical Review **16**, 35, 1903.

löschen. Das Ergebnis aus fünf Reihen von Ablesungen war folgendes:

Die von der Wasserzelle durchgelassene Energie wurde zu 2,306/15,300 = 0,1507 gefunden.

Das Verhältnis zwischen der durch beide Zellen hindurch gegangenen Strahlung und der durch die Wasserzelle allein gegangenen war 1,00/2,306 = 0,4337.

Die strahlende Energie der Flamme, nach der üblichen Weise berechnet, würde sein: 0,1507 (1—0,4337) = 0,086. Dieser Wert ist etwas kleiner als der, den Stewart und Hoxie für eine Flamme nach Naphey fanden, nämlich 0,105. Dass die Flamme des Napheybrenners im allgemeinen weisser ist als die des Einlochbrenners und daher mutmasslich eine höhere Temperatur und eine etwas höhere Strahlungsenergie besitzt, ist schon mit Hilfe einer spektroskopischen Untersuchung dieser Flammen gezeigt worden.[1])

Strahlungsenergie durch Integration der Energiekurve.

Die Energiekurve des Flammenspektrums wurde erhalten durch Anwendung eines Spiegelspektrometers mit Steinsalzprisma und durch Messung der Strahlungsintensität durch das ganze Spektrum mittels des Nicholsschen Radiometers. Diese Kurve der beobachteten Intensitäten wurde für die Änderungen der Spaltbreite korrigiert nach der Paschenschen Gleichung:

$$af(x) = F(x) - \tfrac{1}{6} F_1(x).$$

Ebenso wurde eine weitere Korrektion angebracht in Anbetracht des selektiven Charakters der Durchlässigkeit des Steinsalzfensters, welches sich für die kürzeren Wellenlängen als viel weniger durchlässig erwies als für die längeren.

Bei diesen Messungen des Spektrums wurde für eine jede Wellenlänge einer Serie ein Satz von drei Ablesungen erhalten: eine Ablesung für die Gesamtintensität des Spektrums an der in Frage stehenden Stelle, eine für die durch die Wasserzelle durchgelassene Strahlung, und eine für die durch die Jodzelle durchgelassene Strahlung. Dabei waren die beiden Zellen voneinander getrennt und nacheinander zwischen die Flamme und den Spektrometerspalt eingeschaltet. Die mit Hilfe eines Planimeters ausgeführte Integration der korrigierten Kurve gab als das Verhältnis der Fläche für die leuchtende Energie zu der für die Gesamtenergie den Wert 0,033.

Durchlässigkeit von Wasser und Jod.

Die Durchlässigkeit der Wasserzelle und der Jodzelle, wie sie sich aus den oben beschriebenen Ablesungen berechnet, zeigt Fig. 1, wo die Ordinaten die Prozente der Durchlässigkeit angeben.

Fig. 1.

Man sieht, dass die Wasserzelle weit davon entfernt ist, über das ganze Ultrarot hin undurchlässig zu sein, vielmehr bei der Wellenlänge 1 μ 67 Proz. durchlässt, und erst vollkommen undurchlässig wird, wenn die Wellenlänge 1,8 μ erreicht ist. Die Jodzelle, deren Funktion bei der Bestimmung von Strahlungsenergie auf der Annahme beruht, dass sie jegliche ultrarote Strahlung durchlasse, welche durch die Wasserzelle hindurchgeht, ist ebenfalls weit davon entfernt, diese Bedingung zu erfüllen; obschon nämlich der Übergang von der Undurchlässigkeit zur Durchlässigkeit sehr steil ist, so wird die Lösung doch vollkommen transparent erst, wenn die Gegend von 1,5 μ erreicht ist

Die genaue Bedeutung der durch die Methode der Wasserzelle erhaltenen Daten und das vollständige Versagen der Jodzelle als Korrektionsmittel für die Durchlässigkeit des Wassers im Ultrarot erhellt besser aus Fig. 2, wo ein Teil der Energiekurve für die Flamme wiedergegeben ist. Die durch die Wasserzelle durchgelassene Energie zeigt die mit „H_2O" bezeichnete Kurve, und derjenige Teil der so durchgelassenen Energie, welcher durch die Jodzelle geht, wenn diese hinter die Wasserzelle geschaltet ist, wird durch die mit „H_2O + Jod" bezeichnete Kurve angegeben. Diese

1) Nichols, Journ. of Franklin Inst. 150, 350, 1900.

Fig. 2.

Kurven zeigen deutlich, welch grossen Fehler die Anwendung der Jodzelle mit sich bringt, und sie führen uns dazu, dieselbe beim Studium von Strahlungsenergien ganz zu verwerfen.

Eine Integration der Fläche für die leuchtende Energie und für die gesamte Energie, welche von der mit „H_2O“ bezeichneten Kurve eingeschlossen wird, zeigt, dass von der durch die Wasserzelle hindurchgelassenen Energie nur etwa ein Sechstel — genauer 0,174 — auf das sichtbare Spektrum entfällt. Ein Vergleich der Fläche, welche die durch die Wasserzelle durchgelassene leuchtende Energie misst, mit der Fläche, welche die gesamte leuchtende Energie der Flamme darstellt, zeigt, dass der Verlust an leuchtender Energie durch Reflektion und beim Durchgang durch diese Zelle sich auf 13 Proz. beläuft. Die genaue Bestimmung dieses Verhältnisses mittels des Radiometers ist einigermassen schwierig wegen der kleinen Ablenkungen, die man im sichtbaren Spektrum erhält; es wurden deshalb, um dasselbe zu kontrollieren, zwei einander ähnliche Acetylenflammen an den Enden einer Photometerbank aufgestellt und ihr Intensitätsverhältnis bestimmt. Die Wasserzelle wurde dann vor eine von ihnen gestellt und die Messung wiederholt. Die so gemessene Durchlässigkeit der Wasserzelle ergab sich zu 0,87, einem Werte, der sich in Übereinstimmung befindet mit dem durch die Integration der Kurven erhaltenen. Die Berechnung der strahlenden Energie der Flamme aus den erhaltenen Daten durch Integration dieser Kurven ergiebt: $0,1507 \times 0,174/87 = 0,030$, einen Wert, der etwas kleiner ist als der aus der Integration der Energiekurve selbst erhaltene.

Diese beiden Werte für die strahlende Energie sind überraschend niedrig. Die Methode der Integration der Energiekurve zur Bestimmung des Verhältnisses der leuchtenden Energie zur Gesamtenergie scheint auf den ersten Anblick die direkteste zu sein, und daher geeignet, den besten Wert zu liefern. Unglücklicherweise ist sie aber beträchtlichen Fehlern unterworfen, die von der Schwierigkeit herrühren, die geeigneten Korrektionen für Änderungen der Spaltbreite im sichtbaren Gebiet anzubringen. Die Radiometerausschläge für dieses Spektralgebiet sind immer klein, und die Änderung der Spaltbreite, in Wellenlängen gemessen, erleidet den schnellsten Wechsel beim Übergang aus dem sichtbaren Spektrum ins unsichtbare. Unsicherheiten, betreffend die Neigung der Dispersionskurve des Prismas, welche scheinbar unbedeutend sind, beeinflussen die Ordinaten der korrigierten Energiekurve in diesem Gebiet sehr erheblich. Glücklicherweise haben wir die Mittel, die Genauigkeit der Ergebnisse in diesem Falle zu prüfen, indem wir das Verhältnis der Fläche der Kurve für die gesamte Durchlässigkeit der Wasserzelle zu der Fläche der Energiekurve für die Gesamtenergie vergleichen mit dem entsprechenden Verhältnis, welches man erhält aus der Messung der Ablenkungen durch die unbeeinträchtigte und unzerlegte Strahlung der Flamme und Vergleichung derselben mit den Ablenkungen, welche hervorgebracht werden, wenn die Wasserzelle in den Strahlengang eingeschaltet wird. Das Verhältnis der Flächen nach der Integration ist 1,528, während das nach der letzteren Methode gewonnene, wie wir sahen, 1,507 ist. Die nahe Übereinstimmung zwischen diesen Werten ist geeignet, Vertrauen in die thatsächliche Genauigkeit der beiden Methoden zu geben.

Eine Erklärung für den niedrigen Wert für die Energie dieser Flamme kann in dem eigentümlichen Charakter ihrer Energiekurve gefunden werden. Die Emissionsbande bei 4,4 μ wurde aussergewöhnlich breit gefunden; die Fläche für den Bereich zwischen 4,0 μ und 4,9 μ ist nämlich 0,192 der ganzen Kurvenfläche. Eine Integration der entsprechenden Fläche einer Kurve für eine cylindrische Flamme, die von G. W. Stewart gemessen und nach der Paschenschen Gleichung korrigiert worden war, giebt für das entsprechende Gebiet eine Fläche von 0 0948 verglichen mit der Gesamtfläche der Kurve. Die strahlende Energie der Stewartschen Flamme, wie sie sich durch Integration des leuchtenden Gebietes und der Gesamtfläche ergab, beträgt 0,040.

Das Vorhandensein einer sehr kräftigen Emissionsbande bei der Wellenlänge 4,4 μ ist charakteristisch für Bunsenflammen, wie man aus der von Stewart[1]) in seiner Arbeit über das Spektrum der Acetylenflamme angegebenen Kurve ersieht. Die sehr breite Emissionsbande

1) Stewart, Physical Review 13, 272, 1901.

im Falle der Flamme, an der die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Messungen angestellt wurden, zeigt wahrscheinlich an, dass die Luftzuführungen im Brenner zu gross waren gegen die Öffnung, durch welche das Acetylengas die Brennermündung erreichte.

Eine Reduktion der Acetylenzufuhr durch teilweises Verstopfen der Öffnung würde dahin führen, die Flamme in eine Bunsenflamme zu verwandeln und ihre strahlende Energie herabzusetzen. Messungen des Flammenspektrums dieses besonderen Brenners, welche an verschiedenen Tagen gemacht wurden, zeigen, dass die Intensität der Bande innerhalb weiter Grenzen variiert. Das Verhältnis der Ablenkung an der Spitze dieser Bande zu der im Maximum der Energiekurve war am 26. April 0,40; am 29. Oktober — dem Tage, an welchem die Ablesungen gemacht wurden, nach denen die Kurve in Fig. 1 gezeichnet ist — betrug es 0,76; am 8. November 0,50 und am 13. Dezember 0,59.

Messungen mit der Wasserzelle zu einer Zeit, wo das Verhältnis einen Wert von 0,50 hatte, ergaben für das Verhältnis der durchgelassenen zur direkten Strahlung 0,200 gegenüber dem Werte 0,150 in der Tabelle I. Die strahlende Energie war an jenem Tage — vorausgesetzt, dass das Verhältnis der Durchlässigkeiten der Wasserzelle für leuchtende und gesamte Strahlung sich nicht merklich geändert hatte — $0,174 \times 0,20/0,87 = 0,040$. Dieser Wert ist identisch mit dem aus der Integration der Kurve für die Stewartsche Flamme erhaltenen.

Schlussfolgerungen.

Die in der vorliegenden Arbeit verzeichneten Beobachtungen zeigen zur Genüge, welch erhebliche Korrektion angebracht werden muss an dem Wert für das Verhältnis zwischen der durch eine Wasserzelle durchgelassenen Energie und der Gesamtstrahlung, wenn es sich darum handelt, einen genauen Wert für die Strahlungsenergie irgend einer Lichtquelle zu erhalten; sie zeigen auch die Wertlosigkeit der Methode, diese Korrektion durch eine Jodzelle zu bestimmen. Es ist klar, dass der Faktor, mit dem dies Verhältnis multipliziert werden muss, sich mit der strahlenden Energie ändern wird, und während die Natur dieser Änderung vielleicht verhältnismässig einfach ist im Falle von Lichtquellen, bei denen das Licht von glühendem Kohlenstoff ausgeht, kann der Wert der Korrektion für andere Strahlungsquellen erst bestimmt werden, wenn wir genaue Kenntnis haben von dem Charakter des ultraroten Spektrums. Für die Erforschung solcher Lichtquellen sind Bestimmungen der von der Wasserzelle durchgelassenen Energie ohne Bedeutung. Ergebnisse, welche durch Untersuchung des ganzen Spektrums und Entwerfen der Energiekurve erhalten werden, dürften wegen der Schwierigkeit bei der Anbringung einer befriedigenden Korrektion für die Änderungen der Spaltbreite, gleichfalls von zweifelhaftem Werte sein. Zur Bestimmung der Strahlungsenergie solcher Lichtquellen muss man entweder seine Zuflucht nehmen zu einer Methode, welche auf den von Ångström in seiner neuen Arbeit angewandten Prinzipien beruht, oder man muss irgend einen Schirm erfinden, der undurchlässig ist für das gesamte Ultrarot, und dessen Durchlässigkeit für das sichtbare Spektrum photometrisch bestimmt werden kann.

Physikalisches Laboratorium der Cornell-Universität.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. Februar 1904.)

Zur Frage der „optischen Resonanz" fein zerteilter Metalle.

Von F. Pockels.

In letzter Zeit sind die eigentümlichen optischen Eigenschaften von Metallen in sehr feiner Verteilung, wie man sie durch Kathodenzerstäubung (von *Au*, *Pt*) oder Sublimation (von *K*, *Na*, *Li*) als Niederschläge auf Glas, ferner in photographischen Films, sowie auch in den sogenannten kolloidalen Metalllösungen herstellen kann, vielfach Gegenstand der Untersuchung gewesen.[1]) Die Erscheinungen, um welche es sich dabei handelt, sind einerseits diffuse Reflexion des Lichtes, ähnlich derjenigen in „trüben Medien", andererseits selektive Absorption des durchgehenden Lichtes, die in manchen Fällen zu glänzenden Farbenerscheinungen Anlass giebt. Zu ihrer Erklärung nehmen die unten genannten Beobachter an, dass die sehr kleinen Metallteilchen, die dabei als nahe kugelförmig vorausgesetzt werden, als elektrische Resonatoren auf die einfallenden Lichtwellen wirken, also Schwingungen von einer ihrer Eigenschwingung gleichen Periode allseitig zerstreuen und dementsprechend im durchgehenden Lichte schwächen. In den folgenden Zeilen möchte ich nun auf gewisse Bedenken hinweisen, welchen nach meiner Ansicht diese Erklärung und um so mehr die aus derselben über die Teilchengrösse gezogenen Folgerungen unterliegen.

Ich wende mich zunächst zu den Beobachtungen von Ehrenhaft an Metallkolloiden,

1) R. W. Wood, Proc. Phys. Soc. London **18** (2), 166, (3), 276, 515, 1902; Phil. Mag. **4**, 426, 1902; diese Zeitschr. **4**, 338, 1903. J. Kossonogoff, diese Zeitschr. **4**, 208, 1903. F. Ehrenhaft, Ann. der Physik **11**, 489, 1903. F. Kirchner, Ann. der Physik **13**, 239, 1904.

bei denen die Verhältnisse wohl einfacher liegen, als bei den Niederschlägen in dünnen Schichten, und insbesondere die Annahme kugelförmiger Teilchen mehr Berechtigung haben dürfte. Ehrenhaft hat zunächst das aus Lösungen von kolloidalem Silber, Gold, Platin und Kupfer (?), die nach dem Bredigschen Zerstäubungsverfahren[1]) hergestellt waren, bei Beleuchtung mit unpolarisiertem weissem Licht diffus reflektierte Licht auf seine Polarisation untersucht und gefunden, dass der Anteil an (in der Einfallsebene) polarisiertem Lichte am grössten ist in Richtungen, welche mit derjenigen der einfallenden Strahlen Winkel von nahe 60^0 bilden. Da nun J. J. Thomson[2]) durch eine strenge theoretische Behandlung des Problems gefunden hat, dass ebene elektromagnetische Wellen durch sehr gut leitende Kugeln von gegen die Wellenlänge kleinem Radius in der Weise zerstreut werden, dass in den unter 60^0 gegen die einfallende Wellennormale geneigten Richtungen vollständige Polarisation auftritt, so zieht Ehrenhaft aus jenen Beobachtungen die Folgerung, dass die „kolloidalen Lösungen" thatsächlich Suspensionen sehr kleiner metallischer Teilchen sind, welche er stillschweigend als kugelförmig voraussetzt. Die Thomsonsche Rechnung setzt nun zweierlei voraus: 1. die Kugeln müssen so gut leitend sein, dass im Innern der Verschiebungsstrom gegen den Leitungsstrom zu vernachlässigen ist, und dass

$$\frac{(2\pi)^2 a^2}{T \quad \sigma},$$

wo T die Schwingungsdauer der einfallenden Wellen, a den Kugelradius, σ den spezifischen Widerstand in absolutem, elektromagnetischem Masse bezeichnet, sehr gross gegen 1 ist (l. c. p. 444; Phil. Mag. **38**, 455, 1894); 2. der Kugelradius muss klein sein gegen $\frac{\lambda'}{2\pi}$, unter $\lambda' = \frac{\lambda}{n}$ die Wellenlänge der einfallenden Wellen in dem die Kugeln umgebenden Dielektrikum verstanden; 3. die gegenseitigen Abstände der Kugeln müssen sehr gross gegen ihren Radius sein. Letzteres trifft für die Metallkolloide zweifellos zu. Es fragt sich aber, ob die ersten beiden Voraussetzungen im vorliegenden Falle, wo es sich um mittlere Lichtwellen handelt, T also von der Grössenordnung 2.10^{-15} ist, überhaupt gleichzeitig erfüllt sein können. Ehrenhaft findet, dass dies der Fall sei, indem er für σ den für stationäre elektrische Strömung gültigen spezifischen Widerstand der betreffenden Metalle einsetzt. Dies ist aber unbedingt

1) G. Bredig, Anorganische Fermente, Leipzig 1901.

2) J. J. Thomson, Recent Researches in Electricity and Magnetism. §§ 369—378.

unzulässig, denn bekanntlich ergiebt die elektromagnetische Lichttheorie, wenn man diese Annahme einführt, für die Metalle weit grössere Absorptionskoeffizienten für Lichtwellen, als ihnen nach den optischen Beobachtungen wirklich zukommen.[1]) Man muss also annehmen, dass die Leitfähigkeit der Metalle für Wechselströme, deren Periode die Grössenordnung der Lichtschwingungsdauer hat, ausserordentlich vermindert ist (was sich bekanntlich durch die Vorstellung, dass die Leitung durch die Verschiebung mit Trägheit behafteter Ionen oder Elektronen zustande kommt, erklären lässt). Diesen Wert der Leitfähigkeit, der sich aus dem optischen Absorptionsindex $\varkappa$ und Brechungsindex n nach der Formel

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{n^2 \varkappa}{T \cdot 9} \cdot 10^{20}$$

berechnen lässt, muss man nun bei dem vorliegenden Problem, wo es sich ja um das Verhalten der Metallkugeln gegen Lichtwellen handelt, zu Grunde legen. Er beträgt beispielsweise für Gold (für *Na*-Licht) $0{,}55.10^{-6}$, während dessen Leitfähigkeit für stationären Strom $= 0{,}477.10^{-3}$ ist. Demnach ergiebt sich der Wert der Grösse $\frac{\sqrt{T\sigma}}{2\pi}$, welche in der Thomsonschen Theorie als klein gegen a vorausgesetzt wird, hier (für gelbes Licht) etwa gleich 10^{-5} cm, d. i. etwa $^1/_6$ der Lichtwellenlänge, und es müssten folglich, damit die Thomsonsche Voraussetzung 1 erfüllt wäre, die Goldteilchen einen gegen $^1/_6\,\lambda$ grossen Radius haben — im Widerspruch mit der zweiten Voraussetzung, nach welcher ihr Durchmesser noch klein gegen $\frac{1}{2\pi}\lambda'$ oder, da der Brechungsindex des umgebenden Mediums (Wasser) hier ca. $\frac{4}{3}$ ist, gegen $\frac{\lambda}{8}$ sein müsste. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei den anderen in Betracht kommenden Metallen. Man wird also, da die Voraussetzungen der Thomsonschen Theorie nicht zutreffen, auf die Übereinstimmung der von Ehrenhaft beobachteten mit den von Thomson berechneten Polarisationsverhältnissen des diffus reflektierten Lichtes keine sicheren Schlüsse über die Natur der in den kolloidalen Metalllösungen enthaltenen Teilchen gründen können.

Es ist noch darauf hinzuweisen, dass die Thomsonsche Theorie eine ganz bestimmte Farbenzusammensetzung des aus weissem Lichte hervorgehenden diffusen Lichtes fordert, und

1) Vergl. P. Drude, Lehrbuch der Optik, II, Kap. IV, § 3, Kap. V, § 4.

zwar dieselbe, wie sie schon Lord Rayleigh für gewöhnliche „trübe Medien" berechnet und mit dem Blau des Himmels im wesentlichen übereinstimmend gefunden hat. Nun sagt allerdings Ehrenhaft nichts über die Farbe des von den kolloidalen Metalllösungen zerstreuten Lichtes; aber Threlfall, der ähnliche Beobachtungen an einer roten kolloidalen Goldlösung anstellte [1] — (wobei er übrigens das Polarisationsmaximum unter 90^0 fand —), giebt an, dass das diffus reflektierte Licht grün gewesen sei. Ebenso beobachtete Wood an feinen, durch Kondensation im Vakuum erhaltenen Niederschlägen von metallischem *Na*, *K* und *Li* diffuse Reflexion in verschiedenen anderen Farben, z. B. grün. — Natürlich müsste, wenn die fein verteilten Metalle lediglich als trübe Medien wirkten, das durchgelassene Licht auch die an solchen beobachtete orangerote — zu dem diffus reflektierten Blau komplementäre — Farbe aufweisen. Statt dessen erscheinen die kolloidalen Lösungen von *Ag*, *Au*, *Pt* im durchfallenden Lichte braun bis rot, die von Wood (und Kossonogoff) untersuchten Metallniederschläge in verschiedenen glänzenden Farben, und zwar sind bei letzteren scharf begrenzte schmale Absorptionsbänder, bei den Lösungen von *Au* und *Ag* ebenfalls ausgesprochene Maxima der Absorption (beim *Au* im Grün, beim *Ag* im Violett oder Ultraviolett) vorhanden; die kürzlich von Kirchner untersuchten entwickelten Lippmannschen *Ag*-Emulsionen zeigen ebenfalls verschiedene Farben, aber viel flacher verlaufende Absorptionskurven.

Diese selektive Absorption, der nach den Beobachtungen von Wood eine selektive Reflexion der komplementären Farbe entspricht, soll nun nach Ansicht der genannten Autoren die Wirkung einer Resonanz der Metallteilchen auf die elektrischen Schwingungen der einfallenden Lichtwellen sein. Auf Grund dieser Annahme berechnet Ehrenhaft die Radien a der als Kugeln vorausgesetzten Teilchen, indem er die von J. J. Thomson [2]) aufgestellte Formel für die Schwingungsdauer T_1 der einfachsten axial symmetrischen Eigenschwingung einer sehr gut leitenden Kugel benutzt:

$$(1) \qquad T_1 = \frac{4\pi n a}{V\sqrt{3}},$$

welche einer Wellenlänge in Luft:

$$(2) \qquad \lambda_1 = n\lambda'_1 = \frac{4\pi n}{\sqrt{3}} a$$

entspricht. Letztere Gleichung ergiebt im Falle von in Wasser suspendierten Teilchen

$$a = 0{,}103\,\lambda_1,$$

wonach Ehrenhaft den Kugelradius beispielsweise für die Goldlösungen, welche das Absorptionsmaximum bei $\lambda = 490-520\,\mu\mu$ hatten, gleich etwa $50\,\mu\mu$ findet. [1])

Man sieht hieraus, dass für Lichtwellen, auf welche die Metallteilchen als Resonatoren wirken könnten, das Verhältnis $\frac{2\pi a n}{\lambda}$ den Wert $\frac{\sqrt{3}}{2} = 0{,}866..$ hätte (in Wirklichkeit sogar einen noch grösseren, da das Maximum der Resonanz für eine kleinere Wellenlänge als λ_1 eintritt, wie weiter unten gezeigt wird). Dieses Verhältnis muss aber, wenn zugleich auf die Polarisation des diffus reflektierten Lichtes die Thomsonsche Rechnung anwendbar sein soll, so klein sein, dass sein Quadrat gegen 1 vernachlässigt werden kann. Das ist aber bei obigem Werte nicht der Fall; also ist es nicht zulässig, wie Ehrenhaft es thut, gleichzeitig die selektive Absorption der kolloidalen Lösungen durch Resonanz zu erklären und die Thomsonsche Theorie der diffusen Reflexion auf sie anzuwenden.

Abgesehen von diesem Bedenken, — welches vielleicht eine Abschwächung erfahren könnte, wenn sich etwa aus den strengen, sehr komplizierten Thomsonschen Formeln auch noch für die oben angegebene, von Ehrenhaft berechnete Teilchengrösse ein Maximum der Polarisation in einer unter annähernd 60^0 gegen die einfallenden Strahlen geneigten Richtung ableiten liesse [2]) — unterliegt die Anwendung der Thomsonschen Formel für die Eigenschwingungsdauer demselben Einwand, welcher oben schon gegen die Heranziehung seiner Theorie der Zerstreuung an sehr kleinen Kugeln geltend gemacht wurde, dass man nämlich für die Leitfähigkeit der Metallteilchen hier nicht mehr den grossen für stationären Strom gültigen Wert annehmen darf, und dass demzufolge die auch bei der Berechnung der Eigenschwingungen vorausgesetzte Bedingung 2 nicht mehr erfüllt ist. Aber selbst wenn man letzteres noch zugeben wollte, oder wenn die verminderte Leitfähigkeit nur eine Änderung von T_1 zur Folge haben sollte [3]), so erscheint die Er-

1) Threlfall, Phil. Mag. **38**, 448, 1894.
2) J. J. Thomson, Recent Researches, §§ 308—312.

1) Kossonogoff nimmt, ohne sich auf die Theorie zu beziehen, an, dass in den farbigen Metallniederschlägen der Kugeldurchmesser etwa gleich der halben Wellenlänge des einfallenden Lichtes sei, welche Grössenordnung auch seine mikroskopischen Beobachtungen ergeben haben sollen.

2) J. J. Thomson hat gezeigt, dass bei wachsendem Durchmesser der das Licht zerstreuenden Kugeln die Richtungen maximaler Polarisation gegen die zum einfallenden Licht senkrechte Ebene hinrücken; jedenfalls müsste also der betreffende Winkel grösser als 60^0 gefunden werden, nur ist nicht leicht zu übersehen, um wieviel.

3) Jene Bedingung kommt darauf hinaus, dass die elektrischen Kraftlinien des Aussenraums die Kugeloberfläche senkrecht treffen. Dies ist aber auch bei einer nichtleitenden Kugel von sehr grosser Dielektrizitätskonstante der Fall, und in der That findet man für eine solche die gleiche Schwingungsdauer und Dämpfung; für eine Wasserkugel z. B. würde T_1 von obigem Werte nur wenig verschieden (etwas

klärung der beobachteten selektiven Absorption als Resonanzwirkung kugelförmiger Metallteilchen auch an und für sich deshalb unmöglich, weil die durch die Ausstrahlung bedingte Dämpfung der elektrischen Eigenschwingungen leitender Kugeln viel zu gross ist, um noch eine deutliche Resonanz zustande kommen zu lassen.[1]) Die J. J. Thomsonsche Theorie (l. c. p. 370) ergiebt nämlich für das Dämpfungsverhältnis ε, d. h. das Verhältnis der Abnahme der Amplitude der elektrischen oder magnetischen Kraft an einer bestimmten Stelle des Raumes während einer ganzen Schwingung, bei der (von Ehrenhaft allein in Betracht gezogenen) ersten Eigenschwingung (bei welcher das Feld in grösserer Entfernung von der Kugel mit dem eines schwingenden elektrischen Dipols übereinstimmt, und für welche die Schwingungsdauer durch (1) gegeben ist) den Wert

$$(3) \qquad \varepsilon = e^{-\frac{2\pi}{\sqrt{3}}} = \text{etwa } \frac{1}{35}.$$

Berechnet man nun vergleichsweise die erzwungene Schwingung eines linearen Resonators, welcher nur die eine, durch obiges T_1 und ε charakterisierte Eigenschwingung besässe, so findet man nur eine geringe Abhängigkeit ihrer Intensität von der Schwingungsdauer der erregenden Welle, derart, dass dieselbe z. B. für Schwingungsdauern gleich $^4/_3$ und $^2/_3$ von derjenigen maximaler Resonanz noch etwa 0,75 bezw. 0,6 ihres Maximalwertes betrüge.[2]) Für den von uns betrachteten kugelförmigen Resonator ist das Resonanzproblem allerdings weniger einfach, da, wenn er in das Feld einer ebenen elektromagnetischen Welle gebracht wird, ausser der oben charakterisierten Schwingungsart noch unendlich viele andere erregt werden. Demgemäss sind die Formeln, welche J. J. Thomson für die dann von der Kugel ausgehenden Wellen gegeben hat, und aus denen man eigentlich die Gesamtenergie jener Wellen zu berechnen hätte, in dem hier vorliegenden allgemeinen Falle, wo die Wellenlänge der einfallenden Welle weder sehr gross noch sehr klein gegen den Kugeldurchmesser ist, überaus kompliziert. Berücksichtigt man aber nur denjenigen Anteil der erzwungenen Schwingung, welcher vom Typus der ersten Eigenschwingung ist, d. h. bei welchem die magnetischen Kraftlinien konzentrische Kreise in den zur elektrischen Feldrichtung Z der erregenden Wellen senkrechten Ebenen sind und die magnetische Feldstärke in grosser Entfernung r vom Kugelmittelpunkt mit

$$\frac{\sin(Z, r)}{r} \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda'} - \delta\right)$$

proportional ist, so ergiebt sich aus den Thomsonschen Formeln (l. c. § 376), dass die Intensität der von der Kugel ausgesandten Welle in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge λ' der erregenden Welle und dem Kugelradius a gegeben wird durch die Funktion

$$(4) \qquad \mathfrak{J} = a^2 \frac{[(\xi^2 - 1)\sin\xi + \xi\cos\xi]^2}{\xi^2(\xi^4 - \xi^2 + 1)},$$

wo $\xi = \frac{2\pi a}{\lambda'}$ gesetzt ist.

Hieraus folgt, dass maximale Resonanz einträte für $\xi =$ ca. 1,1 oder für die Wellenlänge (im umgebenden Medium)

$$\lambda' = 5{,}7\,a,$$

die beträchtlich kleiner ist, als die der Eigenschwingung entsprechende[1])

$$\lambda'_1 = \frac{4\pi}{\sqrt{3}} a = 7{,}25\,a;$$

und ferner, dass an den Grenzen des Intervalls von $\lambda' = \frac{2}{3}\lambda'$ bis $\frac{4}{3}\lambda'$ die Intensität noch 0,5 bezw. 0,68 ihres Maximalwertes betrüge, also, wenn die maximale Resonanz etwa in der Mitte des sichtbaren Spektrums läge, bis zu dessen Grenzen nur ein geringer Abfall der relativen (auf die Intensität des einfallenden Lichtes bezogenen) Intensität der von der Kugel zerstreuten Wellen stattfände. Diese letztere Intensität ist aber auch massgebend für die Absorption der ursprünglichen Welle. Eine scharfe selektive Reflexion und Absorption, so wie sie von Wood beschrieben ist, ist also durch die angenommene Resonanz nicht zu erklären. An diesem Resultat kann auch dadurch, dass in Wirklichkeit ausser dem hier betrachteten Schwingungstypus noch eine Reihe anderer — übrigens wahrscheinlich wesentlich schwächer — erregt werden, kaum etwas geändert werden; im Gegenteil wird, da deren Resonanzmaxima an anderen Stellen liegen, hierdurch vermutlich noch ein Ausgleich der Resonanzkurve bedingt werden.

grösser) sein, solange die Dielektrizitätskonstante etwa 80 beträgt.

1) Um so mehr wird dies für die analogen Schwingungen einer nichtleitenden Kugel gelten. In der That lässt sich zeigen, dass die Dämpfung bei Annäherung der Dielektrizitätskonstante der Kugel an die des umgebenden Mediums unendlich gross wird. Die Annahme „optischer Resonanz" dielektrischer Teilchen, wie sie von Kossonogoff (diese Zeitschr. **4**, 209, 519, 1903) zur Erklärung der Farben der Schmetterlingsflügel und von A. Bock (diese Zeitschr. **4**, 339 und 404, 1903) für die Wassertröpfchen farbiger Dampfstrahlen gemacht wird, ist also noch weniger berechtigt, als die analoge Annahme für metallische Teilchen.

2) Die betreffenden Formeln findet man z. B. in Voigts „Kompendium der theoret. Physik", Bd. II, S. 406, entwickelt. Dieselben gelten (abgesehen von dem oben willkürlich angenommenen Wert von ε) annähernd auch noch für einen geradlinigen Draht in einem periodischen elektrischen Felde, da dessen nächste Oberschwingung von der Grundschwingung weit entfernt liegt ($T_2 = 3\,T_1$).

1) Es ist also auch nicht richtig, wenn Ehrenhaft bei seiner Berechnung des Kugelradius annimmt, dass die stärkste Resonanz für die Wellenlänge der Eigenschwingung eintritt.

Wenn bei den Versuchen von Garbasso, Aschkinass und Schäfer [1]), auf welche sich Wood und Kirchner berufen, mittels künstlich hergestellter Resonatorensysteme selektive Reflexion und Absorption elektrischer (Hertzscher) Wellen nachgewiesen werden konnte, und wenn Analoges anscheinend auch noch für Wärmestrahlen von der Wellenlänge 23,7 μ gelungen ist [2]), so kann dies nichts für die Resonanz der durch Zerstäubung etc. fein verteilten oder kolloidal gelösten Metalle auf Lichtwellen beweisen. Denn bei jenen Versuchen handelte es sich um Schwingungsperioden, für welche den Metallen noch ihre normale hohe Leitfähigkeit zukommt, und um Resonatoren von gegen ihre Länge kleinen Querdimensionen (Drähte oder schmale Stanniolstreifen), welche sehr viel geringere Strahlungsdämpfung besitzen, als die Kugel. [3]) Man könnte daran denken, dass bei den von Wood und Kossonogoff untersuchten, durch Zerstäubung erhaltenen Metallschichten die Metallteilchen solche gestreckte Gestalt mit Längsdimensionen von der Grössenordnung einer halben Licht-Wellenlänge hätten und daher eher als optische Resonatoren wirken könnten. Indessen fand Wood die durch Resonanz zu erklärenden Erscheinungen gerade am ausgeprägtesten bei den durch Kondensation im Vakuum gebildeten Beschlägen der Alkalimetalle, bei denen eine solche gestreckte Gestalt der Teilchen nicht gut denkbar ist; und andererseits trifft die von Wood und Kossonogoff als Hauptargument für die Resonanzhypothese angeführte Farbenänderung der Beschläge beim Befeuchten mit einer Flüssigkeit in dem Sinne, welcher nach der Resonanz-Theorie aus der Formel (1) für T_1 folgen würde, gerade bei den durch Kathodenzerstäubung hergestellten Beschlägen nach Wood keineswegs immer zu. Auch dürfte jene Farbenänderung sehr wohl in anderer Weise zu erklären sein, z. B. unter der Annahme, dass Interferenz mit im Spiele ist, durch den Einfluss des umgebenden Mediums auf die Phasenänderung bei der Metallreflexion.

In der That spricht manches, wie z. B. die Änderung der reflektierten Farben mit dem Einfallswinkel und die Wahrnehmung Woods, dass für die auftretende Farbe mehr der Abstand, als die Grösse der mikroskopisch sichtbaren Teilchen massgebend ist, dafür, dass bei der Entstehung der Farben der fraglichen Metallbeschläge Interferenz und Beugung die Hauptrolle spielen. Zu einer befriedigenden Erklärung der Erscheinungen bedarf es jedoch wohl noch weiterer Beobachtungen.

Wenn ich also aus den im vorstehenden dargelegten Gründen die Erklärung der in Rede stehenden Erscheinungen an fein verteilten Metallen durch „optische Resonanz" für sehr unwahrscheinlich und eine darauf gegründete Berechnung der Teilchengrösse für unzulässig halte, so meine ich dabei, wie ich noch besonders hervorheben möchte, nur diejenige Resonanz, wobei die ganzen Metallteilchen als Resonatoren wirken würden. Dagegen will ich natürlich in keiner Weise die Zulässigkeit der Annahme intramolekularer Resonanz [1]) bestreiten, wie sie in der modernen Weiterbildung der elektromagnetischen Lichttheorie zur Erklärung der anomalen Dispersion und selektiven Absorption herangezogen wird.

1) Garbasso, Atti Torino 28, 816, 1893. Garbasso und Aschkinass, Wied. Ann. 53, 534, 1894. Aschkinass und Schäfer, Ann. d. Phys. 5, 489, 1901.

2) Rubens und Nichols, Wied. Ann. 60, 456, 1897.

3) Aus der von M. Abraham (Wied. Ann. 66, 435, 1898) durchgeführten Theorie der Eigenschwingungen eines sehr gut leitenden Rotationsellipsoids folgt beispielsweise für ein solches, dessen polare Achse die 10 fache Länge der äquatorialen besitzt, das Dämpfungsverhältnis der Grundschwingung $\varepsilon = 0{,}444$, und daraus findet man für die erzwungenen Schwingungen eines solchen „linearen" Resonators einen Intensitätsabfall bis auf 0,161 bezw. 0,086 des Maximalwertes in den Schwingungsintervallen von T_1 bis $\frac{4}{3} T_1$ bezw. $\frac{2}{3} T_1$, also eine viel deutlicher ausgeprägte Resonanz, als bei der Kugel.

1) Diesen Unterschied übersieht Kirchner, wenn er a. a. O. auf die von ihm angenommene Resonanz der Silberteilchen in Lippmannschen Platten die Theorie der selektiven Absorption von Planck (Berliner Sitzungsber. 1903, S. 480) anwenden will. Planck setzt ausdrücklich Resonatoren voraus, die sehr geringe Dämpfung haben, und deren Dimensionen sehr klein gegen die Wellenlänge ihrer (einzigen) Eigenschwingung sind.

Heidelberg, Anfang Februar 1904.

(Eingegangen 10. Februar 1904.)

Bemerkung zu Herrn E. Hertzsprungs „Vergleich einiger spektralphotometrischen Resultate". [1])

Von O. Tumlirz.

Herrn Hertzsprung ist es entgangen, dass ich schon vor fünfzehn Jahren diejenigen Energien, welche den einzelnen Spektralbezirken der Hefnerlampe zukommen, auf indirektem Wege bestimmt habe [2]), indem ich von den Werten ausging, welche Langley (Energie and Vision, S. 3, 1888) aus einigen Tausend Beobachtungen bei hohem Sonnenstande und zwar bei einer mittleren Zenithdistanz von 30° für die Verteilung der Energie im Normalspektrum der Sonne erhalten hatte, und bei derselben mittleren Zenithdistanz und bei möglichst heiterem Himmel in dreissig Versuchsreihen die einzelnen Spektralbezirke der Hefnerlampe mit den entsprechenden Spektralbezirken der Sonne verglich. Auf diese Weise erhielt ich die folgenden relativen Intensitäten:

1) Diese Zeitschr. 5, 34, 1904.

2) O. Tumlirz, Sitzber. der k. Akad. d. Wiss. zu Wien, math.-naturw. Kl. 98, Abth. IIa, Juli 1889.

$\lambda(\mu)$ = 0,702, 0,656, 0,617, 0,589, 0,560, 0.536, 0,518,
63,4, 51,2, 41,0, 31,0, 22,4, 15.5, 11,6,
$\lambda(\mu)$ = 0,500, 0,486, 0,473, 0,462, 0,452, 0,441.
8,3, 5,9, 4,4, 3,3, 2,9, 2,3.

Aus diesen Relativzahlen und aus dem mechanischen Lichtäquivalent habe ich dann die Energien berechnet, welche die einzelnen Spektralbezirke der Hefnerlampe wirklich besitzen. Ich habe diese Messungen im Juni und in der ersten Hälfte des Monats Juli 1889 ausgeführt.

Herr Hertzsprung benutzt zwei Versuchsreihen, welche Fr. Else Köttgen in der ersten Hälfte des Monats August 1893 durchgeführt hat. [1]) Bei diesen Versuchen war aber der Himmel nicht ganz heiter. Fr. Else Köttgen schreibt darüber selbst a. a. O. S. 808: „An dem ersten Beobachtungstag musste die Beobachtung abgebrochen werden, ehe in der Region von 450 $\mu\mu$ beobachtet worden war, weil die Sonne hinter den Wolken verschwand. Es wurde deshalb die Beobachtung an dem anderen Tage wieder aufgenommen. Die Abweichungen unter diesen beiden Beobachtungsreihen sind dadurch zu erklären, dass die Bewölkung des Himmels, deren Einwirkung bei Benutzung des Mattglases nicht ganz zu vermeiden war, sowohl während der Beobachtungszeit sich änderte, als auch von einem Tage zum andern etwas verschieden war."

Berechnet man für die oben angegebenen Wellenlängen (in cm) mittels der Formel $\frac{1}{\varepsilon} = C\lambda^5\left(e^{\frac{1,46}{\lambda \times \tau}} - 1\right)$, in welcher ε die Strahlungsintensität bedeutet und die absolute Temperatur τ mit H. Hertzsprung gleich 1825[0] gesetzt wird, die relativen Intensitäten und wählt man für $\lambda = 0,441\ \mu$ wieder die Zahl 2,3, so erhält man die folgenden Relativzahlen:

$\lambda(\mu)$ = 0,702, 0,656, 0,617, 0,589, 0,560, 0,536, 0,518,
191,3, 120,6, 75,8, 51,6, 32,9, 21,6, 15,3,
$\lambda(\mu)$ = 0,500, 0,486, 0,473, 0,462, 0,452, 0,441.
10,4, 7,6, 5,5, 4,2, 3,2, 2,3.

Wie man sieht, besteht zwischen diesen Relativzahlen und den obigen gar keine Übereinstimmung.

1) Wied. Ann. **53**, 809, 1894.

(Eingegangen 7. Februar 1904.)

Die Beziehung zwischen Leuchten und elektrischer Leitfähigkeit in Flammen.

Von F. L. Tufts.

In einer früheren Mitteilung[1]) wurde eine neue Methode beschrieben, zur Untersuchung der elektrischen Leitung in Flammen; die hierbei benutzten Elektroden waren Platindrähte, die mit Calciumoxyd behandelt waren. Die Anordnnng der Flammen und Elektroden zeigt Fig. 1. Die Elektrodenflammen sind gut gesättigt mit Dampf von Chlornatrium, welches durch einen an die Flamme gesetzten Zerstäuber zugeführt wird In einem zweiten Zerstäuber, der die Mittelflammen C, C, C speist, befindet sich die zu untersuchende Salzlösung. Die mit dieser Methode erhaltenen Resultate sind, soweit sie sich auf die elektrische Leitung in Flammen beziehen, in der früheren Abhandlung mitgeteilt worden. Unterdessen ist die Methode auf eine vorläufige Untersuchung der Beziehung zwischen Leuchten und Leitfähigkeit angewandt worden.

I

Es ist seit längerer Zeit[1]) bekannt, dass die Einführung von Chloroformdampf in eine Flamme, die durch Lithium, Kalium oder einige andere Metalle gefärbt ist, eine ausgeprägte Abnahme der Leuchtintensität zur Folge hat. Nach einer ausgedehnten Reihe von Beobachtungen über die Leitfähigkeit von chloroformhaltigen Flammen kamen A. Smithells, H. W. Dawson und H. A. Wilson[2]) zu dem Schluss, dass die Einführung von Chloroformdampf in eine Flamme, die eines der oben genannten Metalle enthält, die elektrische Leitfähigkeit der Flamme nicht in merkbarer Weise erniedrigt, und sie schliessen darum, dass zwischen dem Leuchten und der elektrischen Leitfähigkeit von Salzdämpfen in der Bunsenflamme kein Zusammenhang bestehe. S. Arrhenius[3]) hatte schon vorher den Gedanken ausgesprochen, dass Leuchten und elektrische Leitfähigkeit in verdünnten Gasen, die unter dem Einfluss von Kathodenstrahlen „phosphoreszieren", fest miteinander verknüpft seien.

Die von mir beschriebene Methode zur Untersuchung der Leitfähigkeit von Salzdämpfen ist empfindlicher als die gewöhnliche Methode mit

1) F. L. Tufts, Diese Zeitschr. **5**, 76, 1903.

1) Mitscherlich, Pogg. Ann. **116**, 499, 1862; **121**, 472, 1864; A. Gouy, Compt. rend. **85**, 439, 1877; A. Smithells, Phil. Mag. **39**, 122, 1895.

2) A. Smithells, H. W. Dawson u. H. A. Wilson, Phil. Trans. **193**. 89, 1899.

3) S. Arrhenius, Wied. Ann. **32**, 545, 1887.

Platinelektoden; darum erschien es ratsam, sie auf das Problem des Leuchtens anzuwenden.

Die Salzlösung, deren Dampf untersucht werden sollte, wurde in den Zerstäuber gebracht, welcher die Mittelflammen speiste; die Luft für diesen konnte entweder durch Chloroform geleitet oder direkt aus dem Zimmer genommen werden. Die Messung der Helligkeit wurde mittels eines Glanschen Spektrophotometers ausgeführt; dessen Kollimator wurde gegen eine der flachen Mittelflammen gerichtet. Mit Hilfe eines rechtwinkligen Prismas wurde zum Vergleich die eine Hälfte des Spaltes mit dem Lichte eines Auerbrenners beleuchtet. Der Strom durch die Flamme mit Hilfe von 4 Volt elektromotorischer Kraft wurde mit einem empfindlichen Galvanometer gemessen.

Vorläufig wurden nur drei Salze untersucht, nämlich die Chloride von Lithium, Natrium und Calcium. Die Messungen der Helligkeit wurden ausgeführt an der roten Lithiumlinie, der gelben Natriumlinie und der roten und grünen Bande des Calciums. Das benutzte Spektroskop war nicht stark genug, die zwei Calciumbanden in ihre Linien aufzulösen. Die Stromstärke wurde gleichzeitig mit der Helligkeit gemessen und die unten mitgeteilten Resultate sind die Mittel aus etwa 20 Messungen an jeder Linie.

Bei Lithiumchlorid in der Flamme reduzierte die Einleitung von Chloroformdampf in die Flamme die Intensität der roten Linie auf 64 Proz. der Intensität ohne Chloroformdampf. Die Stromstärke wurde auf 62 Proz. ihres Wertes ohne Chloroform reduziert.

Bei Natriumchlorid in der Flamme reduzierte die Einleitung von Chloroform die Intensität der gelben Linie auf 78 Proz. und die Stromstärke auf 73 Proz. ihrer Werte ohne Chloroform.

Diese Resultate zeigen, dass die Einleitung von Chloroformdampf in Flammen, die durch Dämpfe von Lithium- oder Natriumsalzen gefärbt sind, unter den angewendeten Versuchsbedingungen elektrische Leitfähigkeit und Leuchtintensität nahezu in dem gleichen Verhältnis erniedrigt.

Die Resultate mit Calciumchlorid zeigen einen etwas abweichenden Charakter. Die Einführung von Chloroform in die Calciumchlorid enthaltende Flamme reduzierte nämlich die Intensität der roten Linie auf 71 Proz., diejenige der grünen auf 51 Proz. ihrer Werte ohne Chloroform; gleichzeitig wurde die Stromstärke auf 43 Proz. reduziert. Die Zersetzung des Chloroformdampfes in der Bunsenflamme liefert eine grosse Menge von Chlorwasserstoff und dieser sucht sich mit dem reduzierten Metall zu verbinden, so dass mehr Calciumchlorid zugegen ist. Es war darum zu erwarten, dass die Beziehung zwischen Leuchten und Leitfähigkeit für Calciumchlorid nicht so einfach sein werde wie für Natrium und Lithium; es ist nämlich in der Bunsenflamme auch ein Spektrum des Calciumchlorides möglich nicht bloss des Calciums oder seines Oxydes, während ein Chloridspektrum des Natriums und Lithiums nicht möglich ist.

Göttingen, 1. Februar 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von J. Stark.)

(Eingegangen 13. Februar 1904.)

Bemerkung über den Einfluss glühender Körper in Flammen auf die Ionisation.

Von F. L. Tufts.

In einer Abhandlung von H. A. Wilson[1] über die elektrische Leitfähigkeit salzhaltiger Flammen ist der nachstehende Versuch (l. c. S. 511) beschrieben, um zu zeigen, dass die Ionisierung in Flammen in der Hauptsache an der Oberfläche glühender Körper in der Flamme statt hat. „Wenn ein Stück Platinblech in die Flamme gebracht wird, mitten zwischen die zwei Elektroden, die beide gerade ausserhalb der Flamme und nicht sichtbar heiss sind, dann nimmt die Stromstärke beträchtlich zu, woraus hervorgeht, dass die Gegenwart von glühendem Platin Ionisierung ermöglicht. Die folgenden Stromstärken wurden beobachtet mit einer elektromotorischen Kraft von 45 Volt und $^1/_{50}$ Rb_2CO_3.

1. Beide Elektroden nicht sichtbar heiss, Strom 12 Skalenteile.
2. Mit einem Stück Platinblech in der Flamme zwischen den Elektroden und isoliert, Strom 40 Skalenteile.
3. Blech zur Erde abgeleitet, Strom 400 Skalenteile".

Wenn die Annahme einer Volumenionisation in der Flamme und eines grossen kathodischen Widerstandes für eine reine Platinkathode richtig ist, dann sollte die Einführung von reinem Platinblech in die Flamme die Stromstärke nicht erhöhen, sondern erniedrigen für den Fall, dass eine Calciumoxydkathode mit kleinem Widerstand benutzt wird. Denn auf derjenigen Seite des Bleches, wo der Strom eintritt in das Blech, werden wir einen grossen kathodischen Widerstand erhalten, und wenn der übrige Widerstand an den Elektroden und in der Flamme klein ist, so wird durch die Einführung des Bleches der gesamte Widerstand zunehmen und so die Stromstärke abnehmen.

Der Versuch wurde mit der Anordnung ausgeführt, die oben in der vorausgehenden Mitteilung (Fig. 1) beschrieben ist; die Elektroden *a* und *b* waren mit *CaO* behandelt. Das Platin-

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. **192**, 499, 1899.

blech, dessen Fläche viel grösser als der Querschnitt der Flamme war, wurde zwischen zwei der Flammen *C*, *C*, *C* gebracht, so dass beide Flammen die Oberfläche des Bleches bestrichen und seine Mitte auf Weissglut erhitzten. Die Stromstärke wurde mit und ohne das Platinblech gemessen; es wurden folgende Resultate erhalten.

Wasser in dem Zerstäuber für die Mittelflammen, elektromotorische Kraft vier Volt: Strom ohne Blech 6,5, Strom mit Blech 0 3 Skalenteile.

Wasser in dem Zerstäuber, elektromotorische Kraft 114 Volt: Strom ohne Blech 185, mit Blech 1 Teil.

Natriumchlorid in dem Zerstäuber für die Mittelflammen, elektromotorische Kraft 120 Volt: Strom ohne Blech 1000, Strom mit Blech 10 Teile.

Der Kreis des Stromes durch die Flamme war gut isoliert; die obigen Stromstärken waren unabhängig davon, ob das Platinblech geerdet oder isoliert war.

Die vorstehenden Resultate zeigen, dass die Einschaltung eines Platinbleches in die Flamme einen grossen kathodischen Widerstand in den Stromkreis einführt. Und zwar wächst dieser Widerstand mit der elektromotorischen Kraft; denn bei 114 Volt Elektrodenspannung und ohne Blech ist die Stromstärke etwa 28,5 grösser als bei 4 Volt, mit Blech dagegen ist sie nur etwas mehr als 3 grösser.

In dem Versuche Wilsons mit kalten Platinelektroden muss der Widerstand an der Oberfläche seiner Elektroden mehrere hunderttausend Male grösser gewesen sein als diejenige der Flamme, und es dürfte ihm daher nicht möglich gewesen sein, eine eigentliche Änderung des Flammenwiderstandes zu entdecken. Der von ihm beobachtete Effekt muss von anderen Ursachen als von einer Änderung in der Ionisation in der Flamme hergerührt haben. Wenn sein Versuch mit Elektroden von kleinem Oberflächenwiderstand im Vergleich zum Flammenwiderstand angestellt wird, so bewirkt die Einführung des Platinbleches in die Flamme zwischen sie eine Abnahme, nicht eine Zunahme in der Stromstärke. Diese Abnahme rührt her von der Entwicklung eines grossen kathodischen Widerstandes auf der einen Seite des Bleches.

Göttingen, 1. Februar 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von J. Stark.)

(Eingegangen 13. Februar 1904.)

Erwiderung auf die Bemerkungen von E. van Aubel zu meinen Untersuchungen über die elektrische Leitfähigkeit gepresster Pulver.[1]

Von Franz Streintz.

In einer Untersuchung über den elektrischen Widerstand von Bleiglanz bei sehr niedrigen Temperaturen findet Herr van Aubel[2]), dass der geschmolzene Bleiglanz bei Zimmertemperatur einen spezifischen Widerstand $10^4\sigma = 2.90$ besitzt, wenn man mit σ den Widerstand eines Würfels von 1 cm Seite in Ohm ausdrückt. Das Leitvermögen des gegossenen Produktes beträgt somit ein Drittel von dem des Quecksilbers. Der Widerstand eines Stäbchens betrug bei $+23.^0 3 \ldots 474 \,.\, 10^{-5}$ Ohm, bei $+81.^0 5$ dagegen $588 \,.\, 10^{-5}$ Ohm, woraus sich der Temperaturkoeffizient zu $+0.0041$ ergiebt. Nach den Messungen von W. Jäger und H. Diesselhorst[3]) besitzt reines Blei zwischen $+18^0$ und 100^0 einen Temperaturkoeffizienten von $+0.00428$. Herr van Aubel ist also vollständig berechtigt zu behaupten, dass sich der gegossene Bleiglanz wie ein reines Metall verhält, freilich unter der Voraussetzung, dass die von ihm untersuchte Verbindung kein freies Blei enthielt.

Herr van Aubel macht nun aufmerksam, dass seine Ergebnisse gänzlich von den meinen verschieden seien. Das ist nicht richtig. Im Gegenteil: In meinen Untersuchungen über die Leitfähigkeit gepresster Pulver habe ich mich zwar mit geschmolzenem Bleiglanz nicht näher befasst, allein ich habe festgestellt, dass, „wenn man Bleiglanz unter Luftabschluss schmilzt, sich dann die aus der krystallinischen und blasigen Masse gesägten Stücke schon bei gewöhnlicher Temperatur als sehr gute Leiter der Elektrizität verhalten."[4])

Die von Herrn van Aubel gefundenen numerischen Werte bestätigen also meine Behauptung. Ferner geht aus ihnen hervor, dass der von mir aus dem Verhalten verschiedener gepresster Metalloxyde und -sulfide abgeleitete (zweite) Satz: „Die Verbindungen, welche schon bei gewöhnlicher Temperatur gut leiten, und zwar innerhalb der Grenzen von 2.3 bis 7000 für $10^4\sigma$ besitzen positiven Temperaturkoeffizienten"[5]), auch auf gegossenen Bleiglanz Anwendung findet.

Ich habe eingehend auseinandergesetzt, dass die Verbindung PbS in einer Reihe von Modifikationen auftritt, die in ihrem elektrischen Leitvermögen gänzlich verschieden sind. Es

1) E. van Aubel, diese Zeitschr. **4**, 551, 1903.
2) E. van Aubel, Comptes rendus, 3. Nov. 1902.
3) W. Jäger und H. Diesselhorst, Wiss. Abh. d. Phys. techn. Reichsanstalt **3**, 270, 1900.
4) F. Streintz, Ann. d. Physik **9**, 876, 1902.
5) F. Streintz, a. a. O. S. 884.

bleibt mir daher ein Rätsel, was Herrn van Aubel veranlasst hat, einen Vergleich zu ziehen zwischen seinen an geschmolzenem Bleiglanz angestellten Versuchen und den von mir an gepresstem Bleiglanzpulver gemachten Beobachtungen.

In der eben erschienenen Festschrift zur Feier des 60. Geburtstages von Ludwig Boltzmann habe ich gezeigt, dass nicht nur das elektrische Verhalten verschiedener Schwefelmetalle, sondern auch ihr Energieinhalt ein wechselnder ist, je nach der Phase, in der sich die Verbindung befindet. Zwischen 15^0 und 100^0 betragen die spezifischen Wärmen von gegossenem Bleiglanz 0.0528, von aus dem Pulver gepressten Stiften 0.0648, und endlich von amorphem Bleisulfid 0.117.

Herr van Aubel hat auch das Leitvermögen von Schwefelkies (FeS_2) untersucht.[1]) Der spezifische Widerstand $10^1\,\sigma$ wurde bei Zimmertemperatur zu 15130 Ohm ermittelt, der Temperaturkoeffizient war gross und negativ. Ich sehe in diesem Ergebnis eine Bestätigung des von mir gefundenen (dritten) Satzes, dem ich folgende Fassung gegeben habe: „Die Verbindungen, deren Leitvermögen bei gewöhnlicher Temperatur verhältnismässig gering ist, etwa $10^4\,\sigma > 50000$, werden von der Temperatur in hohem Grade beeinflusst." Da sich unter den von mir untersuchten Metallverbindungen keine vorfand, deren spezifischer Widerstand zwischen 7000 ($PbO_2 \cdot 4\,MnO_2$) und 50000 (gepresster Bleiglanz) gelegen war, so konnte ich die Grenze des Widerstandes zwischen den Verbindungen, die den zweiten Satz und jenen, die den dritten Satz befolgen, nicht genau feststellen.

Herr van Aubel führt zum Schlusse seiner Bemerkungen auch die bekannten Versuche von W. Spring gegen mich ins Treffen.

Die chemische Analyse des auf sein Leitvermögen untersuchten amorphen Bleisulfides ergab 85,8 Proz. Blei, während die Formel 86,6 Proz. verlangt. Möglicherweise enthielt die Verbindung Spuren von Bleisulfat, die verhinderten, dass die aus diesem Pulver gepressten Formen einen entsprechend lebhaften Metallglanz annehmen und damit auch in den Kreis der Elektrizitätsleiter traten. Das Innere des Stiftes war nämlich vollständig im amorphen Zustande erhalten geblieben. Der aus demselben Material gepresste Springsche Block hatte an der Oberfläche vollkommenen Metallglanz, bestand aber im Inneren der Masse aus einer Mischung von Krystallen und amorphem Schwefelblei. Nach meiner Regel hätte er an der Oberfläche zum Leiter werden müssen. Ein Versuch, der die Frage entscheiden könnte, liegt wohl nicht vor. Zum Schlusse sei mir noch die Bemerkung gestattet, dass mir die Versuche von Spring, durch Pressen von Salzpulvern Blöcke zu gewinnen, die sogar manchmal durchsichtig werden (Kupfervitriol!), nicht unbekannt geblieben sind. Ich bin aber überrascht, dass Herr van Aubel den von mir ausgesprochenen und auf die Erfahrungen mit Metalloxyden und -sulfiden gestützten (ersten) Satz: „Leiter bei gewöhnlicher Temperatur sind nur jene dunkelfarbigen Verbindungen, die sich unter hohem Druck ohne Anwendung eines Bindemittels in bestimmte Formen von metallischem Glanz und metallischer Härte bringen lassen," als für Salze nicht gültig bezeichnet. Durch ein geeignetes Bindemittel kann man bekanntlich auch hellfarbige Oxyde, z. B. den Glühstift in der Nernstlampe, in bestimmte Formen pressen. Möglicherweise enthält ein Salz in seinem Krystallwasser ein solches Bindemittel. Allein davon abgesehen, habe ich nicht erwartet, dass die Fassung des ersten Satzes verleiten könnte, seinen Gültigkeitsbereich auf Salze auszudehnen.

(Eingegangen 13. Februar 1904.)

1) E. van Aubel, Comptes rendus, 15. Sept. 1902.

Apparat zum gleichzeitigen Nachweis der Absorption der α- und β-Strahlung des Radiums.

Von F. Paschen.

Der von Herrn R. J. Strutt (Phil. Mag. [VI] 6, 588, 1903) beschriebene Apparat zur Demonstration der positiven Ladung des in einem Glase eingeschlossenen Radiums lässt sich leicht so abändern, dass auch die negative Ladung der das Glas durchdringenden β-Strahlung zugleich sichtbar wird.

Eine zum Evakuieren eingerichtete Glasflasche (Fig. 1) mit 5 cm weitem Schliffe S enthält an einem Quarzstabe a das Glasfläschchen b mit eingeschmolzenem Radium-Baryum-Präparat, in welchem ca. 1 mg reines Radiumbromid ent-

halten ist. (Es erzeugte dieselbe Leitfähigkeit der Luft, wie 1 mg Radiumbromid von Buchler & Co.)

Zwei gabelförmig an a angeschmolzene Quarzstäbe a, a_1 tragen ein Blei-Hohlgefäss c von 2 mm Wandstärke, welches völlig von b isoliert hängt. In b ist der spiralförmige, das Radiumsalz durchsetzende Platindraht f eingeschmolzen, welcher mit dem Elektroskope d in leitender Verbindung steht. Das zweite Elektroskop e ist am Bleigefäss befestigt. Sobald ein gutes Vakuum erreicht ist, beginnen beide Elektroskope zu divergieren und zwar d mit positiver, e mit negativer Elektrizität. Nähert man von oben Harzelektrizität, so dass durch Influenz an der Stelle der Beinchen negative Elektrizität auftritt, so wird die Divergenz von e vermehrt, diejenige von d vermindert, umgekehrt bei Näherung von Glaselektrizität. An einem Apparate waren durch zwei Schliffe noch zwei Platindrähte eingeführt, welche sich durch Drehen der Schliffe mit den Elektroskopen zur Berührung bringen liessen. Leitete ich damit eines der Elektroskope nach aussen, so divergierte nur das andere. Auch kann man mit Hilfe dieser Drähte den elektrischen Strom nachweisen, der vom Innern des Glasgefässes zum Bleimantel fliesst, wenn man diese Körper leitend verbindet. Dieser Strom wurde zuerst von Herrn W. Wien gemessen (diese Zeitschrift **4**, 624, 1903). Die Divergenz von e ist stets kleiner als die von d, hauptsächlich wegen unvollkommener Absorption der β-Strahlung in 2 mm Blei. Innerhalb einer Stunde trafen die Blättchen einander und neutralisierten die Ladungen ihrer Leiter. Die Neutralisation war aber keine vollkommene. Vielmehr hatten nach dem Zusammenstosse beide Elektroskope eine geringe positive Ladung. Auch hieraus folgt, dass b mehr positive Elektrizität zurückbehält, als c negative Ladung der β-Elektronen absorbiert.

Leider lässt sich der Apparat einem grösseren Auditorium durch Projektion nicht vorführen, wegen der in nachstehender Notiz beschriebenen Radiometerwirkung, welche ich hierbei bemerkte.

(Eingegangen 20. Februar 1904.)

Divergenz von Elektroskopblättchen im Vakuum infolge von Belichtung.

Von F. Paschen.

Die Herren S. Guggenheimer und A. Korn beschreiben (diese Zeitschr. **5**, 95, 1904) die durch die Überschrift bezeichnete Erscheinung, welche auch mir vor einigen Wochen auffiel und mich zu einem näheren Studium veranlasste.

Ich bestätige das Resultat der Verf., dass zwei Aluminiumblättchen nach Art der Eletroskopblätter im Vakuum bei einer Belichtung divergieren. Dagegen habe ich eine positive Ladung der Blättchen, welche sich nach den Verf. „leicht demonstrieren lässt, indem man geriebene Hartgummi- oder Glasstäbe nähert", nicht mit Sicherheit nachweisen können. Es ist jedenfalls ausgeschlossen, dass positive Potentiale von einigen Hundert Volt als Hallwachs-Effekt auftreten. Vielmehr erscheint es mir wahrscheinlich, dass die Divergenz der Blättchen nicht durch irgendwelche elektrische Phänomene zu deuten ist, wie solche von den Verf. herangezogen wurden, sondern zum weitaus grössten Teile eine Radiometerwirkung ist. Zu dieser Ansicht bin ich auf Grund folgender von mir gefundener Thatsachen gelangt:

Es ist nicht nötig, die Blättchen isoliert im Vakuum aufzuhängen. Die Divergenz besteht in gleichem Masse, wenn das Metall der Blättchen durch einen Platindraht nach aussen geleitet und mit der Erde oder einer metallischen die Blättchen umgebenden Hülle verbunden wird. Ich benutzte eine innen versilberte Glaskugel, deren Silberbelag die metallische Hülle bildete. Ohne Metallhülle treten bei Annäherung elektrisch geladener Körper (zum Nachweis eventueller Ladungen der Beinchen) dadurch Störungen auf, dass die Oberflächen der Glaswand Ladungen annehmen, welche auf die Blättchen Kräfte ausüben können, durch welche die Verf. sich vielleicht täuschen liessen. Auch der von den Verf. beschriebene Versuch, dass die durch eine elektrische Ladung der Blätter verursachte Divergenz unabhängig vom Vorzeichen der Ladung bei dazukommender Belichtung stets vermehrt wird, den ich durchaus bestätigen kann, zeigt, dass die Lichtwirkung nicht elektrischer Natur sein kann.

Taucht man ein Radiometer in warmes Wasser, so rotieren die Flügel so lange, bis der ganze Inhalt die Temperatur der Hülle angenommen hat. Verfährt man mit dem evakuierten Gefäss ebenso, so divergieren die Blättchen, solange noch eine Temperaturdifferenz im Innern gegenüber der Hülle vorhanden ist. Als ich den Boden meines Apparates in siedendes Wasser tauchte, spreizten sich die Blätter unter einem Winkel von fast 180 Graden.

Ersetzt man das eine der Blättchen durch einen Streifen Aluminium oder Zink von 0,5 mm Dicke, an dem das zweite Streifchen aus Aluminiumfolie herunterhängt (wie bei neueren Elektroskopen), so erfolgt die Divergenz momentan und schnell, wenn man die Aluminiumfolie belichtet, dagegen erst einige Zeit nach dem Zutritt des Lichtes und in langsamer Zunahme,

wenn man die Rückseite des dickeren Metalls belichtet, wobei die Folie beschattet bleibt. Im letzten Falle muss die auftreffende Wärmemenge erst durch Leitung die Metallschicht des dicken Streifens durchdringen, wozu eine bemerkbare Zeit erforderlich ist, ehe die Divergenz beginnt.

Betrachtet man als Ursache der Radiometerwirkung die von den aufprallenden und wieder reflektierten Gasmolekeln abgegebene Bewegungsgrösse, so liesse sich die Erscheinung etwa folgendermassen verstehen:

Solange die zwei Metallstreifen infolge absorbierter Strahlung wärmer sind, als das sie umgebende Gas, wird doch das Gas zwischen den nahen Blättchen eine Temperatur haben, welche derjenigen der Blättchen nahekommt, also erhöht ist. Sei v die mittlere Geschwindigkeit der Gasmolekeln ausserhalb der Blättchen und v_1 diejenige der von den warmen Blättchen reflektierten Gasmolekeln, so wäre die der Aussenseite eines Blättchens mitgeteilte Bewegungsgrösse $m(v+v_1)$. Die von innen wirkende Bewegungsgrösse ist $2mv_1$, da alle Gasteilchen in der Zwischenschicht sehr bald die mittlere Geschwindigkeit v_1 besitzen werden, sodass also die Differenz $m(v_1-v)$ als Bewegungsgrösse zur Erzeugung der Divergenz übrig bleibt. Bei stärkeren Divergenzen kann dies nicht mehr richtig sein. Es treten dann aber auch kompliziertere Erscheinungen auf. Belichtet man z. B. das eine von zwei dünnen Blättchen allein, so wird bei grösserer Lichtintensität das belichtete Streifchen vom Lichte scheinbar abgestossen und nimmt solche Lage an, wie wenn zwei geladene Elektroskopblätter durch einen Luftstrom zur Seite geblasen würden. Nur wenn von unten ein breites intensives Lichtbündel auffällt, spreizen sich die Blätter etwa in der Art elektrisch geladener Blättchen bei grösserer Divergenz. Dann aber wirkt in der Gleichgewichtslage die gewöhnliche Radiometerkraft.

(Eingegangen 20. Februar 1904.)

Die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem elektomagnetischen Felde unterworfen ist.

(Bemerkung zu einer Arbeit des Herrn Koláček.)

Von R. Gans.

Herr Koláček[1]) wies vor kurzem darauf hin, dass die negativen Versuchsergebnisse des Herrn Whitehead jr.[2]) „über die magnetische Wirkung elektrischer Verschiebung" in Übereinstimmung mit der Maxwell-Hertzschen Theorie seien.

Es handelte sich um die Kräfte auf einen dielektrischen Körper, wenn in einer Richtung ein periodisches elektrisches Feld den Körper durchsetzte und senkrecht dazu ein magnetisches Feld von gleicher Periode und Phase vorhanden war.

Ist ein elektrischer Verschiebungsstrom, wie die Maxwellsche Theorie es behauptet, äquivalent einem Leitungsstrom, so musste infolge dieser Wirkung eine Kraft auf die Volumeinheit des Dielektrikums wirken, dessen x-Komponente wäre

$$\frac{\varepsilon\mu}{4\pi V}\left(\frac{\partial E_y}{\partial t} M_z - \frac{\partial E_z}{\partial t} M_y\right).$$

Hier bedeutet ε die Dielektrizitätskonstante, μ die Permeabilität, V die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, E resp. M die elektrische resp. magnetische Feldstärke.

Hierzu kommt aber — und das hat Herr Whitehead vergessen — noch die elektrische Wirkung magnetischer Verschiebungsströme. Die x-Komponente dieser ist

$$\frac{\varepsilon\mu}{4\pi V}\left(E_y \frac{\partial M_z}{\partial t} - E_z \frac{\partial M_y}{\partial t}\right);$$

zusammen giebt das

$$\frac{\varepsilon\mu}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(E_y M_z - E_z M_y).$$

Wie Herr Koláček bemerkte, ist der Mittelwert dieses Ausdrucks über eine Periode Null, und diese Mittelwerte waren es, die Herr Whitehead hätte beobachten können, sein negatives Resultat ist im Sinne der Maxwellschen Theorie erklärt.

Am Schlusse seiner Arbeit weist Herr Koláček nun darauf hin, dass nach der Lorentzschen Theorie der Leitungsstrom durch Bewegung elektrisch geladener Teilchen, d. h. durch Konvektionsstrom, erklärt wird. Allerdings sind die Verschiebungsströme im Äther Konvektionsströmen äquivalent in ihren magnetischen Wirkungen, ponderomotorischen Kräften aber unterliegt ein Volumteil nur, wenn er Träger von Ladungen oder Konvektionsströmen ist.

Deshalb schlägt Herr Koláček vor, einen dielektrischen Körper einem konstanten elektrischen Felde und einem dazu senkrecht verlaufenden konstanten magnetischen Felde auszusetzen und dann plötzlich das magnetische Feld umzukehren. Nach der Maxwellschen Theorie müsste ein ballistischer Ausschlag erfolgen, nach der Lorentzschen Theorie sollte kein Ausschlag erfolgen, meint Herr Koláček, da das Dielektrikum ungeladen sei.

Da aber letztere Überlegung falsch ist, so möchte ich mir erlauben, kurz auf die that-

1) F. Koláček, diese Zeitschr. 5, 45, 1904.
2) J. B. Whitehead, diese Zeitschr. 4, 229, 1903.

sächlichen Folgerungen der Lorentzschen Theorie hinzuweisen.

Nach Lorentz[1]) ist die Dielektrizitätskonstante kein Grundbegriff, sondern das dielektrische Verhalten der Körper wird bedingt durch das Vorhandensein elektrisch geladener Teilchen, die an Gleichgewichtslagen gebunden sind. Herr Lorentz zeigt (l. c. S. 61 ff. und S. 76), dass unter dieser Annahme seine Gleichungen auf die Form der Maxwellschen gebracht werden können, wie dieselben in Körpern gelten, in denen ε nicht gleich eins ist. Die Dielektrizitätskonstante ist also auch bei Lorentz definiert.

Die ponderomotorischen Kräfte müssen nach Lorentz jedoch anders ausfallen, als nach Maxwell-Hertz, da nur auf geladene Teilchen Kräfte wirken. Die Folgerung der Maxwellschen Theorie, dass auch Kräfte wirken müssen, wo das Substrat für dieselben verschwindet (nämlich im Äther), fällt nach Lorentz fort, und schon dadurch ist die Lorentzsche Theorie der Maxwellschen überlegen. Diesen Mangel der Maxwell-Hertzschen Theorie giebt Hertz[2]) selbst zu mit den Worten: „Dies Resultat scheint wenig innere Wahrscheinlichkeit zu besitzen."

Lorentz berechnet auf Grund seiner Theorie (l. c. S. 26) die x-Komponente der auf die Volumeinheit wirkenden Kraft:

$$f_x = \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{xz}}{\partial z} - \frac{1}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(E_y M_z - E_z M_y).$$

Hier ist

$$p_{xx} = \frac{1}{8\pi}(E_x^2 - E_y^2 - E_z^2) + \frac{1}{8\pi}(M_x^2 - M_y^2 - M_z^2)$$

$$p_{xy} = \frac{1}{4\pi} E_x E_y + \frac{1}{4\pi} M_x M_y$$

$$p_{xz} = \frac{1}{4\pi} E_x E_z + \frac{1}{4\pi} M_x M_z \text{ u. s. w.}$$

Handelt es sich, wie im vorliegenden Falle, nur um die Kräfte auf starre Körper, sieht man also ab von den Deformationen in den Körpern, so sind alle Kräfte einander äquivalent, für die folgende Ausdrücke gleich werden:

$$F_x = \int f_x\, d\tau \text{ u. s. w.}$$

$$\Theta_x = \int (y f_z - z f_y)\, d\tau \text{ u. s. w.,}$$

man darf zu obiger Kraft f_x also jede Kraft f'_x hinzufügen für die

$$F'_x = \int f'_x\, d\tau = 0 \text{ u. s. w.}$$

$$\Theta'_x = \int (y f'_z - z f'_y)\, d\tau = 0 \text{ u. s. w.}$$

Nun sei

$$f'_x = \frac{\partial p'_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p'_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial p'_{xz}}{\partial z}.$$

Dann ist

$$F'_x = \int p'_{xN}\, dS$$

$$\Theta'_x = \int (y p'_{zN} - z p'_{yN})\, dS,$$

wo S die Oberfläche des Raumes τ mit der äusseren Normalen N bedeutet. Wenn die Spannungen p' an der Oberfläche verschwinden, ist $F' = \Theta' = 0$, d. h. wir dürfen zu den p die p' hinzufügen. Das so entstehende Kräftesystem f^1 ist äquivalent dem Kräftesystem f bei der Behandlung starrer Körper.

Solches p'-System ist aber z. B.

$$p'_{xx} = \frac{\varepsilon - 1}{8\pi}(E_x^2 - E_y^2 - E_z^2)$$

$$p'_{xy} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E_x E_y$$

$$p'_{xz} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E_x E_z,$$

denn an der Oberfläche ist $\varepsilon = 1$ geworden.

Dieselben Kraftwerte für den starren Körper ergiebt also

$$f_x^1 = \frac{\partial P_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial P_{xz}}{\partial z} - \frac{1}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(E_y M_z - E_z M_y),$$

wo

$$P_{xx} = p_{xx} + p'_{xx} \text{ u. s. w.}$$

Das System der Spannungen P ist nun aber gerade das Maxwellsche, nämlich

$$P_{xx} = \frac{\varepsilon}{8\pi}(E_x^2 - E_y^2 - E_z^2) + \frac{1}{8\pi}(M_x^2 - M_y^2 - M_z^2)$$

$$P_{xy} = \frac{\varepsilon}{4\pi} E_x E_y + \frac{1}{4\pi} M_x M_y$$

$$P_{xz} = \frac{\varepsilon}{4\pi} E_x E_z + \frac{1}{4\pi} M_x M_z.$$

(Die Permeabilität sei durchweg die des Äthers; wir behandeln also nur nicht magnetisierbare Körper, da nach der Lorentzschen Theorie das magnetische Verhalten noch nicht hinreichend definiert ist.)

Wir brauchen also von den Maxwellschen Kräften nur $\frac{1}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(E_y M_z - E_z M_y)$ zu subtrahieren, um die Lorentzschen zu erhalten. Es ergiebt sich also in einem ungeladenen, homogenen Dielektrikum

$$f_x^1 = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(E_y M_z - E_z M_y) \text{ u. s. w.}$$

Genau derselbe Ausdruck folgt aus der auf ganz anderen Grundlagen aufgebauten Cohnschen Theorie.[1])

Die Lorentzsche und die Cohnsche Theorie leiden also nicht an dem Mangel der Maxwell-Hertzschen Theorie, Kräfte im Vakuum zu geben, da hier $\varepsilon = 1$ ist.

1) H. A. Lorentz, Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern. Leiden 1895.

2) H. Hertz, Ausbreitung der elektrischen Kraft. Leipzig 1892. S. 284.

1) E. Cohn, Über die Gleichungen des elektromagnetischen Feldes für bewegte Körper. Ann. d. Phys. 7, 29, 1902.

Die Ausführung des von Koláček vorgeschlagenen Experiments würde also theoretisch nach Lorentz und Cohn auch einen ballistischen Ausschlag geben, der aber $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}$ mal so gross ist, als nach Hertz; jedoch glaube ich, dass die hier in Betracht kommenden Kräfte so klein sind, dass sie der Beobachtung mit unseren Mitteln nicht zugänglich sind, selbst wenn man den Ausschlag mit Hilfe der beim Weberschen Erdinduktor angewandten Multiplikationsmethode vergrössern würde.

Tübingen, den 30. Januar 1904. Physikalisches Institut.

(Eingegangen 1. Februar 1904.)

Empfangsapparate für Telautographie und Fernübertragung von Halbtongravüren.

Von A. Korn.

Der fernphotographische Empfänger, den ich kürzlich beschrieben habe[1]), kann mit einigen Abänderungen auch als Empfänger für Telautographie (telegraphische Übertragung von Handschriften und Strichzeichnungen) und für die Fernübertragung von Halbtongravüren[2]) verwandt werden, unter Benützung von Gebern, wie sie für Kopiertelegraphen nach dem Bakewellschen Prinzip bereits mehrfach in Ausführung gekommen sind. Da die Gebeapparate in ihren wesentlichen Teilen als bekannt vorausgesetzt werden können, kann ich mich in ihrer Beschreibung kurz fassen, und ich will nur die für uns in Betracht kommende Schaltung näher erläutern. Die zu übertragende Schrift oder Zeichnung wird auf einer Metallfolie mit nichtleitender Tinte aufgetragen, Halbtongravüren werden für diese Zwecke derart auf Metallfolien präpariert, dass die das Bild zusammensetzenden Punkte bezw. Striche nichtleitend sind, und die Metallfolien werden um den Hartgummicylinder Q_1 gelegt, welcher mit Hilfe eines Elektromotors und der Schneckenradtransmission BR_3 in gleichmässige Rotation versetzt wird.[3]) Mit Hilfe der Übersetzung 1, 2, 3 und der Schraube s wird der Träger a_1 mit der Feder F_2 und dem metallischen Stifte

Fig. 1.

P längs der Führung g so bewegt, dass nach jeder Umdrehung der auf der Metallfolie schleifende Stift P um $^1/_4$ mm längs der Achse verschoben ist; die Spitze des Stiftes P gleitet also auf der Metallfolie genau wie der Stichel eines Phonographen auf der Phonographenwalze, nur mit viel geringerem Druck. Von dem einen Pole einer Batterie E geht nun die Leitung über den Umschalthebel t_1, den Kontakt 1 zu dem Kontakt c_1, von hier durch die Feder F_1, welche auf einem die Metallfolie zusammenhaltenden metallischen Ringe schleift, über die Metallfolie zu dem Stifte P, der Feder F_2 und dem Kontakte c_2, der von dem Träger a_1 durch eine isolierende Schicht getrennt ist, von dem Kontakte c_2 durch die Linie L zum Empfänger; die Leitung wird jedesmal unterbrochen, sobald die Spitze des Stiftes P auf eine nichtleitende Stelle der Metallfolie kommt; von dem anderen Pole geht die Leitung durch den Umschalthebel t_2 und den Kontakt 2 zur Erde. Nach jeder Umdrehung wird das Synchronismuszeichen zum Empfänger gesandt, indem die Nocken $p_1 p_2$ die Umschalthebel t_1 t_2 an die Kontakte 3 und 4 drücken und den Strom kommutieren (man vgl. meine Abhandlung, diese Zeitschrift **5**, 25, 1904).

Wir kommen nun zu unserem eigentlichen Thema der Beschreibung der Methode, mit Hilfe deren die rasch aufeinander folgenden Stromstösse im Empfänger die Handschriften, Zeichnungen bezw. Halbtongravüren reproduzieren.

Allgemeine Beschreibung des Empfangsapparates.

Der Hauptteil des Empfangsapparates ist genau derselbe, wie bei der Fernphotographie (diese Zeitschrift **5**, 113, 1904): Eine der Geberwalze Q_1 gleiche Walze Q_2 wird durch einen Elektromotor und die Schneckentransmission BR_3 in gleichmässige Rotation versetzt, die

1) Diese Zeitschr. **5**, 113, 1904.

2) Ich gebrauche dieses Wort als Kollektivbegriff für Lichtdrucke, bei denen tiefere bezw. hellere Töne dadurch zum Ausdruck kommen, dass Striche oder Punkte von grösserer bezw. geringerer Ausdehnung oder mehr oder weniger gedrängt aneinander gereiht werden.

3) Meine Versuche wurden mit einem Cylinder von 5 cm Umfang oder mit einem Cylinder von 10 cm Umfang gemacht; im ersteren Falle wählte ich die Umdrehungsgeschwindigkeit so, dass eine Umdrehung in 1 Sekunde, im zweiten Falle so, dass sie in 5 Sekunden vollendet wurde; Genauigkeit bis auf $^1/_4$ Proz. wurde durch die früher beschriebene Methode (diese Zeitschr. **5**, 25, 1904) erzielt.

Fig. 2.

um 1 Proz. grösser gewählt wird als im Geber [1]; nach jeder Umdrehung wird die mit leichter Reibung auf ihrer Achse gleitende Walze Q_2 Q_3 durch das in die Nase p_2 greifende Häkchen q_2 festgehalten, bis das Synchronismuszeichen vom Geber kommt und das Häkchen q_2 abhebt. Mit Hilfe der Übersetzung 1, 2, 3 und der Schraube s wird der Träger a_2 mit einer evakuierten Röhre von der Form, wie ich sie in meiner letzten Abhandlung beschrieben habe (diese Zeitschrift **5**, 113, 1904), längs der Führung g so bewegt, dass wieder nach jeder Umdrehung das Fenster der Röhre um $^1/_4$ mm längs der Walzenachse verschoben ist. Um die Walze Q_2 wird ein sensibler Film gewickelt, und das Fenster der Röhre beschreibt über demselben die gleiche Bahn, wie die Spitze des Stiftes P in dem Geber über der Metallfolie; man lässt die Röhre zweckmässig nicht auf dem Film schleifen, sondern man lässt eine — wenn auch möglichst geringe — Entfernung zwischen Film und Röhre.

Es handelt sich nun nur noch darum, die Röhre jedesmal strahlen zu lassen, wenn die Spitze des Stiftes im Geber auf eine nicht leitende Stelle trifft, und die Strahlung zu unterbrechen, wenn jene Spitze auf eine leitende Stelle kommt.[2])

In der obigen Figur ist vorausgesetzt, dass

1) Die Genauigkeit der Rotationsgeschwindigkeit bis auf $^1/_4$ Proz. wird wieder durch die früher beschriebene Methode diese Zeitschr. **5**, 25, 1904) erzielt.

2) Man erhält dann die Schrift bezw. Zeichnung schwarz auf weiss; man kann natürlich auch die umgekehrte Einrichtung treffen, in analoger Weise auch für Halbtongravüren.

die Strahlungen durch Teslaströme erzeugt werden, genau wie bei dem früher beschriebenen fernphotographischen Empfänger; während aber für diesen die Verwendung von Teslaströmen wohl bei der bisherigen Anordnung kaum umgangen werden kann [1]), sind für den vorliegenden Zweck beliebige hochgespannte Ströme, z. B. auch Gleichströme, unter Benutzung von Hochspannungsakkumulatoren verwendbar; ja, die letzteren werden sich, wenn man einmal zu noch grösseren Rotationsgeschwindigkeiten der Walzen übergeht, als vorteilhafter erweisen, aus folgendem Grunde: Die Strahlungen der Röhre haben Maxima zu den Zeiten, in denen die Funken des Sekundärkreises des Induktoriums ausgelöst werden, d. h. zu den Zeiten der Polwechsel bezw. Unterbrechungen im Primärkreise des Induktoriums. Hat man nun z. B. 300 Unterbrechungen in der Sekunde [2]), so zeichnet die Röhre, wenn sie fortdauernd mit der Teslaspule verbunden bleibt, in jeder Sekunde 300 Punkte auf, und wenn man bei der grössten von mir gebrauchten Rotationsgeschwindigkeit der Walzen (eine Umdrehung in einer Sekunde) die grössere Walze (10 cm Umfang) auf die Achse bringt, so sieht man bereits pro mm drei Eindrücke in kleinen Abständen aneinander gereiht, während sich bei hochgespanntem Gleichstrom eine zusammenhängende Linie ergiebt; die Gleichströme sind somit bei grösseren Rotationsgeschwindigkeiten bezw. grösseren Walzen vorzuziehen. [3])

Ein besonders konstruiertes polarisiertes Relais für Teslaströme (bezw. hochgespannte Ströme im allgemeinen), h_2 in der Figur, das wir weiter unten ausführlich beschreiben, lässt zwei Stellungen zu; bei der einen in der Figur angedeuteten Stellung ist die auf dem nichtleitenden Querstück i angebrachte metallische Verbindung b_2 an die Kontakte k_5 k_6 angedrückt, und die Leitung von dem einen zu dem anderen Pole der Teslaspule ist kurzgeschlossen, die Röhre strahlt nicht; in der anderen Stellung wird das leitende Stück b_1 an die Kontakte k_3 k_4 angedrückt, die Verbindung von k_5 nach k_6 unterbrochen, die Teslaströme gehen jetzt von dem oberen Teslapole durch die Röhre, durch k_4 b_1 k_3 zu dem unteren Pole, die Röhre strahlt. Man könnte nun, indem man den Linienstrom direkt

1) Mit Rücksicht auf den empfindlichen Galvanometerzeiger.

2) Ich benutze in der That für die telautographischen Versuche einen Unterbrecher bezw. Stromwender, der in sehr gleichmässiger Weise 300 Funken im Sekundärkreise des Induktoriums erzeugt.

3) Wenn man allerdings Wechselstrommaschinen von z. B. 1200 Polwechseln zur Verfügung hat (man vergl. W. Wien, diese Zeitschr. **4**, 586, 1903), wird man auch mit Teslaströmen noch bis zu einer vierfachen Rotationsgeschwindigkeit bezw. viermal grösseren Walze fortschreiten können, vorausgesetzt, dass die übrigen mit der grösseren Geschwindigkeit verbundenen Schwierigkeiten überwunden sind.

die Magnete m_3 und m_4 umfliessen liesse, die eine oder andere Stellung des Relais erzielen, je nachdem die Spitze des Stiftes P im Geber auf eine leitende oder nichtleitende Stelle gelangt, indessen verlangt die bisherige Konstruktion des Teslarelais für die die Magneten m_3 m_4 umfliessenden Ströme grössere Intensitäten, als sie durch die gewöhnlichen Telegraphenströme geliefert werden. Aus diesem Grunde werden bei der bisherigen, in der Figur dargestellten Anordnung die Magnete m_3 m_4 durch einen von der Batterie e_1 gespeisten Lokalstrom erregt, der je nach der Stellung des polarisierten Schwachstromrelais h_1 [1]) den Magneten m_3 oder den Magneten m_4 zur Wirkung bringt; die eine oder andere Stellung des Relais h_1 wird nun schliesslich durch das Auftreten bezw. Ausbleiben des Linienstromes bewirkt, dessen Leitung vom Geber durch die Linie, die Magnete m_2 und m_1 und schliesslich durch den Magneten K_1 zur Erde geht.

Befindet sich die Spitze des Stiftes P im Geber auf einer leitenden Stelle, so tritt der Linienstrom in Wirksamkeit, der Hebel des Relais h_1 wird mit dem Südpol S nach m_1 hingezogen, der Lokalstrom fliesst von dem einen Pole der Batterie e_1 über k_1, den Magneten m_3 zum anderen Pole der Batterie e_1; der Hebel des Relais h_2 wird mit dem Südpol nach m_3 gezogen, b_2 verbindet k_5 und k_6, die Röhre leuchtet nicht.

Befindet sich die Spitze des Stiftes P im Geber auf einer nichtleitenden Stelle, so ist der Linienstrom unterbrochen, die Magnete m_1 m_2 sind ausser Wirksamkeit, der Relaishebel h_1 nimmt seine natürliche Stellung ein, die man mit Hilfe der Stellschrauben $s's''$ von vornherein so regulieren kann, dass in derselben der Hebel Kontakt mit k_2 macht; der Lokalstrom fliesst nun von dem einen Pole der Batterie e_1 über k_2, den Magneten m_4 zum anderen Pole der Batterie e_1; der Hebel des Relais h_2 wird mit dem Südpol nach m_4 gezogen, b_1 verbindet k_3 und k_4, die Röhre leuchtet.

Die Aufnahme des Synchronismuszeichens ist hier gegenüber der Anordnung bei der Fernphotographie insofern einfacher, als eine besondere Ausschaltung der Relais kurz vor dem Zeichen nicht notwendig ist. Sobald das Synchronismuszeichen vom Geber kommt, also der Linienstrom kommutiert wird, zieht der Magnet K_1 den Südpol des polarisierten Relaishebels v_1 an, der den Magnet K_2 speisende Lokalstrom der Batterie e wird unterbrochen, die Feder F_2 reist das Häkchen q_2 ab.

Das Relais für hochgespannte Ströme.

Das Relais für hochgespannte Ströme (h_2 in Fig. 2), welches die Aufgabe hat, hochgespannte Ströme entweder durch die Röhre zu leiten oder kurz zu schliessen, bezw. durch andere Widerstände zu schliessen oder zur Erde zu leiten, bedarf einer besonderen Beschreibung. Dieses Relais [1]) hat die folgenden wesentlichen Teile:

Fig. 3.

1. Den in den Spitzen K_1 und K_2 um die Achse D drehbaren Anker A; dieser Anker besteht aus einem weichen Eisenstück von I-förmiger Gestalt und wird durch die von einem Lokalstrome durchflossene feste Spule As, welche das Mittelstück derart umschliesst, dass sich der Anker frei drehen kann, dauernd so magnetisiert, dass der obere Balken h_2' Nordpol, der untere h_2'' Südpol wird.

2. Vier feststehende]-förmige Elektromagnete aus weichstem Eisen, von denen in der Figur der Übersichtlichkeit wegen nur einer, M_1, eingezeichnet ist; die Spule umschliesst den cylindrischen Teil, die wagerechten Polschuhe haben rechteckigen Querschnitt und sind den Enden der Balken h_2' und h_2'' derart gegenübergestellt, dass der magnetische Zug in die Drehrichtung fällt.

3. Zehn parallel zur Achse angeordnete Kupferstäbchen b_1 bezw. b_2; dieselben sind am

1) Das von mir benutzte polarisierte Relais ist von der Firma Siemens & Halske, Berlin bezogen (65 M.) und spricht noch auf Stromstösse (15 bis 20 M A) von 1/200 Sekunde sicher an. Die wirkliche Form ist eine etwas andere, wie die zur besseren Übersicht durch die schematische Zeichnung dargestellte Form. Die Kontakte k_1 k_2 mit den Stellschrauben s' s'' gehen isoliert durch die Magnetspulen m_1 m_2 hindurch, so dass sie in Wirklichkeit links und rechts von S liegen, eine aus mehreren hier nicht weiter zu erörternden Gründen ausserordentlich praktische Anordnung.

1) Dasselbe wird von der Firma Goergen, mechanische Werkstätte, München, zum Preise von 65 M. geliefert.

Umfange einer horizontalen, auf der Achse D befestigten Hartgummischeibe in zwei Gruppen von je fünf Stäbchen angebracht; in der Figur ist die Gruppe b_1 links, die Gruppe b_2 rechts sichtbar.

4. Zwei Gruppen von je vier ⊔förmigen Metallbügeln r_1 bezw. r_2; dieselben sind an feststehenden, isolierenden Trägern derart angebracht, dass z. B. bei einer geringen Drehung der Hartgummischeibe im Sinne des Uhrzeigers (von oben gesehen) die 4 Metallbügel r_1 gleichzeitig die Kupferstäbchen b_1 berühren, während die Berührung der Metallbügel r_2 mit den Kupferstäbchen b_2 aufgehoben wird.

5. Die vier Zuleitungen $k_3\,k_4\,k_5\,k_6$ für die hochgespannten Ströme; k_3 und k_5 sind mit dem einen Pole der Teslaspule (bezw. des Hochspannungsakkumulators) zu verbinden, k_4 mit der einen Röhrenelektrode, k_6 mit dem anderen Teslapole (bezw. dem anderen Pole des Hochspannungsakkumulators unter Einschaltung eines geeigneten Widerstandes). Die an feststehenden, isolierenden Stativen angebrachten Kontakte k_3 bis k_6 sind durch Stellschrauben regulierbar, so dass sie den benachbarten Stäbchen b_1 bezw. b_2 genähert oder von ihnen entfernt werden können.

Nach dieser Beschreibung der wesentlichen Teile des Relais für hochgespannte Ströme dürfte die Wirkungsweise desselben am besten aus der schematischen Zeichnung in Fig. 2 hervorgehen.

Es wird die Frage aufgeworfen werden: Warum so viele bewegliche Kontaktstücke b_1 bezw. b_2? Darauf ist zunächst zu bemerken, dass das Relais um so rascher arbeiten kann, je kleinere Drehungen der Achse die Umschaltungen besorgen können. Die Verhältnisse liegen hier nun anders, als bei Schwachstromrelais; für die Umschaltungen sind keine vollständigen Kontakte nötig, die hochgespannten Ströme überbrücken die Zwischenräume durch Funken, noch bevor Berührung der Kontaktstücke stattfindet. Je grösser die Spannungen sind, je länger also die Funkenstrecken, welche die Ströme überbrücken können, um so leichter kann es vorkommen, dass Funken nach beiden Seiten gehen und das Resultat verderben; je grösser nun die Anzahl der beweglichen Kontakte ist — bei gleicher Amplitude der Drehschwingungen —, um so grössere Differenzen ergeben sich für die Funkenstrecken rechts und links, um so sicherer wird der hochgespannte Strom bloss nach der einen bezw. bloss nach der anderen Seite geleitet.

Die Notwendigkeit einer grösseren Zahl von beweglichen Kontaktstücken bot die Veranlassung, zur Bewegung des Relais für hochgespannte Ströme einen Lokalstrom zu Hilfe zu nehmen und diesen durch ein gewöhnliches Schwachstromrelais von den Linienströmen abhängig zu machen, da man einem auf Telegraphenströme mit der gewünschten Geschwindigkeit ansprechenden Schwachstromrelais nicht die zur Bewegung so vieler Kontaktstücke notwendige Arbeit aufbürden kann. Es ist nun aber noch ein anderer Weg möglich, welcher bei diesen Versuchen nur deshalb nicht eingeschlagen wurde, weil er mit grösseren Kosten verbunden ist, der aber in jedem Falle zu einer weiteren Steigerung der Transmissionsgeschwindigkeit führen wird: Man kann eine grössere Anzahl von polarisierten Schwachstromrelais h_1 durch den Linienstrom beeinflussen, von denen jedes nur mit der Vergrösserung bezw. Verkleinerung der Entfernungen eines Kontaktstückes von zwei festen Kontakten betraut ist; die beweglichen Kontaktstücke würden die Rolle der b_1 bezw. b_2, die festen Kontakte die Rolle de $r_1\,k_3\,k_4$ bezw. $r_2\,k_5\,k_6$ zu spielen baben; man kann auch zweckmässig diese grössere Anzahl von Relais zusammen montieren, etwa ringförmig anordnen, und man erhielte so ein verbessertes Relais für hochgespannte Ströme, das direkt durch die Linienströme in Thätigkeit gesetzt werden kann.[1])

---

1) Für die Zwecke der Schnelltelegraphie wird ein solches Relais manche Vorteile vor den gewöhnlichen Schwachstromrelais voraus haben; die Einstellung ist um so leichter, je mehr Teilrelais man benutzt, die Kontrolle der Güte der Kontakte fällt fort, und die auf das Relais wirkenden Stromstösse können sofort durch die fast instantan auftretenden und verschwindenden Strahlungen der Röhre registriert werden. Ein Teil der Zeit, welche die Hebel der Schwachstromrelais für den Weg von einem Kontakt zum andern brauchen, wird gespart, da die Funken schon vor dem vollständigen Kontakt übergehen und namentlich bei einer grossen Zahl von beweglichen Kontaktstücken sehr rasch wählen. Bei der Verwendung der Anordnung für Schnelltelegraphie fällt natürlich die ganze Synchronismusvorrichtung fort und man hat die drei Zeichen: Stromstoss in der einen Richtung, kein Stromstoss, Stromstoss in der anderen Richtung, zu voller Verfügung.

Fernübertragung von Zeichnungen und Handschriften. München 11. Febr. 04.

(mit der grösseren Geschwindigkeit)

Elektrische Fernübertragung von Zeichnungen und Handschriften. München 6. 2. 1904.

(mit der kleineren Geschwindigkeit)

Fig. 4. Proben von Telautographie.

Die mit der vorläufigen, durch Fig. 2 gegebenen Anordnung des Empfängers erzielten Transmissionsgeschwindigkeiten sind:

Falls eine Umdrehung in einer Sekunde zurückgelegt wird (grösste von mir benutzte Umdrehungsgeschwindigkeit),

$$\left.\begin{array}{l}\text{ein Streifen von } \frac{1}{2}\text{ cm} = \frac{20}{4}\text{ mm Breite} \\ \qquad\qquad 5\text{ cm Länge}\end{array}\right\}\text{ in 20 Sek.}$$

Man kann so etwa 500 in gewöhnlicher Schrift geschriebene Worte (2000—2500 Worte in Stenographie) pro Stunde übertragen.

Falls eine Umdrehung in 5 Sekunden zurückgelegt wird:

$$\left.\begin{array}{l}\text{ein Streifen von } \frac{1}{2}\text{ cm} = \frac{20}{4}\text{ mm Breite} \\ \qquad\qquad 10\text{ cm Länge}\end{array}\right\}\text{ in 1 Min. 40 Sek.}$$

Für Fernübertragung von Halbtongravüren kommt vorläufig nur die letztere, langsamere Transmissionsgeschwindigkeit in Betracht.

(Eingegangen 12. Februar 1904.)

Briefkasten.

An die Redaktion der Physikalischen Zeitschrift.

In der Physikalischen Zeitschrift (**5**, 120, 1904) lese ich eine kleine Besprechung meiner Arbeit: „Die Theorie der Apparate zur Herstellung flüssiger Luft mit Entspannung", von Prof. Dr. H. Lorenz. Bei seinem absprechenden Urteil berücksichtigt Lorenz folgende Thatsachen gar nicht:

Wenn ein ideales Gas, das sich auf einer höheren als seiner kritischen Temperatur befindet, komprimiert wird, so verwandelt sich die ganze Kompressionsarbeit in Wärme, und diese Wärme geht zu dem Kondenswasser, wohin sie durch die Schlange geleitet wird, und dieses Wasser erhält die der Kompressionsarbeit äquivalente Wärmemenge vollständig.

Wenn das nach der Kompression abgekühlte komprimierte Gas sich ausdehnt, so treten fast gleichzeitig zwei Erscheinungen ein: erstens eine Abkühlung in der Zeit, in der die Moleküle des Gases eine kolossale Geschwindigkeit gegen das Drosselventil erhalten, und zweitens eine Temperaturerhöhung derselben Masse, deren Moleküle gegen die Wände stossen und ihre Geschwindigkeit verlieren. Beide Erscheinungen sind gleich, aber dem Sinne nach entgegengesetzt, die eine positiv, die andere negativ, sie heben sich daher vollständig auf, indem nur durch ein fast unmerkliches Zittern des Apparates ein wenig Energie, die jedoch vollständig zu vernachlässigen ist, verloren geht.

Es bleibt aber zum Schluss lediglich die Volumsteigerung beim Drängen gegen die atmosphärische Luft, und diese entspricht einer äusseren Arbeit, die die Hauptsache bei der ganzen Erscheinung leistet.

Wenn man Gase auf sehr hoher Temperatur über dem kritischen Punkt auf eine sehr hohe Spannung komprimiert, so erhalten sie ein negatives Potential, das immer der Abkühlung entgegenwirkt, also einen Grund für eine Erwärmung abgiebt.

Alle bezüglich dieses Gegenstandes bis heute bekannten Thatsachen stehen also in vollkommenem Widerspruch zu dem, was Herr Lorenz darüber sagt.

Steglitz, 29. Februar 1904. Prof. Raoul Pictet.

In der vorstehenden Zuschrift bezeichnet Herr Pictet selbst die äussere Arbeit bei der Volumvergrösserung als einzige Ursache der von Thomson und Joule entdeckten und von Linde praktisch verwendeten Temperatursenkung abgedrosselter Gase, während aus dem thermischen Verhalten derselben unzweifelhaft hervorgeht, dass diese Erscheinung auf eine innere Arbeitsleistung zurückzuführen ist. Mit seiner Auffassung steht demnach Herr Pictet im Widerspruch zu einer der Grundlagen der Thermodynamik, wie ich schon in der von ihm beanstandeten Besprechung bemerkt habe und hier nur nochmals feststellen kann.

Göttingen, den 23. Februar 1904. H. Lorenz.

An die Redaktion der Physikalischen Zeitschrift.

Die in dieser Zeitschrift **5**, 95, 1904 von Herren S. Guggenheimer und A. Korn veröffentlichte, mit „Physikalisches Institut der Universität München" unterschriebene Mitteilung lag mir vor ihrer Veröffentlichung nicht vor und zu der erwähnten Unterschrift habe ich meine Zustimmung nicht gegeben.

Der Vorstand des Physikal. Instituts der Universität München.
W. C. Röntgen.

Berichtigungen.

Zur Mitteilung Chabot, „Neue Strahlen oder eine neue Emanation": Die zwei Figuren, S. 103, deren erklärender Text im Anschluss an den letzten Teil der Mitteilung, S. 104, versehentlich ausfiel, bedeuten in natürlicher Grösse die Silhouetten von Abschnitten starken, zur Verpackung lichtempfindlicher Schichte gebräuchlichen mattschwarzen Papiers, die trapezförmige gewonnen an der selentragenden Vorderseite, die rautenförmige an der Rückseite der drahtumwickelten Plakette, beide gleichzeitig während 192 Stunden exponiert; die lichtempfindlichen Schichte waren leicht gekrümmt und lagen, namentlich in der Mitte, nicht unmittelbar an. Das Ergebnis veranlasst eine Ausdehnung der Untersuchung auch auf die Frage, inwiefern das Material der Plakette, Schiefer, die Ursache zur Erscheinung enthalten kann.

In der Arbeit des Herrn O. W. Richardson, **5**, 6—11, ist zu setzen: Seite 8, Spalte 1, Zeile 9 v. u. statt

$$\int_0^{-0} \quad „\int_0^{\infty}“$$

Zeile 4 v. u. statt $\frac{d-\Phi}{dz}$ „$\frac{d\Phi}{dz}$"

Zeile 2 v. u. statt $mu = -\frac{d\Phi}{dx}$ „$m\dot{u} = -\frac{d\Phi}{dx}$"

Seite 8, Spalte 2, Zeile 16 v. o. statt

$$\sqrt{\frac{2}{n}\Phi} \quad „\sqrt{\frac{2}{m}\Phi}“$$

Zeile 17 v. o. statt

$$n\left(\frac{k\Theta}{2m\pi}\right)^{1/2} e^{-\frac{\Phi}{Ra}} \quad „n\left(\frac{R\Theta}{2m\pi}\right)^{1/2} e^{-\frac{\Phi}{R\Theta}}“$$

Zeile 29 v. o. statt

$$\tfrac{1}{2}\,m\,(u + v + w) \quad „\tfrac{1}{2}\,m\,(u^2 + v^2 + w^2)“$$

Seite 9, Spalte 1, Zeile 13 v. o. statt

$$C\Theta^{1/2}\varepsilon - w/R\Theta \quad „C\Theta^{1/2}e^{-w/R\Theta}“$$

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der a. o. Professor Dr. K. Zindler zum o. Professor der Mathematik an der Universisät Innsbruck, d. a. o. Professor Dr. J. A. Gmeiner zum o. Professor der Mathematik an der deutschen Universität in Prag.

Habilitiert haben sich an der Universität Leipzig als Privatdozent für Chemie der Assistent am chemischen Laboratorium Dr. Ley, an der Universität Halle als Privatdozent für Physik der Assistent am physikalischen Institut Dr. Siegfried Valentiner.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 7. | 1. April 1904. | 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 8 am 6. April 1904.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die wichtige Rolle der elektrischen Leitfähigkeit auf dem Gebiete der Elektrostatik.

Von Wladimir v. Nicolajew.

Nach Faraday, welcher die wichtige Rolle des umgebenden Mediums bei elektrostatischen Erscheinungen dargethan hat, kann man sagen, dass die Elektrostatik in ihrem lehrreichsten Teile sich mit der Untersuchung des dielektrischen Feldes befasst und dass die elektrische Permeabilität die einzige Charakteristik ist, welche sich in allen Formeln vorfindet. Absolute Nichtleiter giebt es nicht; d. h. wenn man annimmt, dass der Raum zwischen zwei Platten eines kugelförmigen Kondensators von dem besten Isoliermaterial erfüllt ist, so beobachtet man, dass die Spannungen und Drucke der Faradayschen Röhren, die durch ihn hindurchgehen, mit der Zeit schwächer werden; als Mass dieser Abschwächung oder, wie man sich ausdrückt, Relaxation, dient der Zeitraum, der bis zur Abschwächung auf den $1/e$ ten Teil des Anfangswertes der Längsspannungen oder Seitendrucke verstreicht; je grösser dieses Zeitintervall T_0 ist, welches man mit Relaxationszeit bezeichnet, um so grösser ist die Isolationsfähigkeit der Substanz; bei Metallen ist es ausserordentlich klein.

Die im weiteren beschriebenen Versuche zeigen, dass man, so klein auch die Leitfähigkeit der besten Isolatoren sein mag, dieselbe doch in der Elektrostatik in Rechnung ziehen muss; wie man sich überzeugen wird, stellt sie einen wirksameren Faktor dar, als die Permeabilität und spielt wohl bei allen in der Elektrostatik beobachteten Reaktionen eine Rolle.

Bekannte Elementarthatsachen: Ein beweglicher dielektrischer Körper A (Fig. 1), der

sich in der Luft neben einem elektrischen Pole befindet, wird von demselben angezogen. Diese Anziehung lässt sich folgendermassen erklären:

Fig. 1.

es sei D_1 die Permeabilität des umgebenden Mittels, in dem sich der elektrische Pol befindet, und D_2 die Permeabilität des daneben liegenden Körpers A; es sei ferner ab eine Faradaysche Röhre, welche durch das Dielektrikum D_2 hindurchgeht und im Punkte a ein- und in b austritt; die senkrechten Komponenten der elektrischen Kräfte F_1 und F_2 auf den beiden Seiten des Elementes (a) sind ($F_1 \cos \delta_1$) und ($F_2 \cos \delta_2$); die Normalspannungen der Röhren $T_{1(N)}$ und $T_{2(N)}$ sind

$$D_1 \, (F_1 \cos \delta_1) \, \frac{2}{8} \pi \text{ und } D_2 \, (F_2 \cos \delta_2) \, \frac{2}{8} \pi .$$

Nun ist aber

$$(F_2 \cos \delta_2)^2 = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 (F_1 \cos \delta_1)^2,$$

so dass

$$T_{1(N)} = D_1 \, [F_1 \cos \delta_1]^2 \cdot \frac{1}{8} \pi,$$

$$T_{2(N)} = D_1 \left(\frac{D_1}{D_2}\right) [F_1 \cos \delta]^2 \, \frac{1}{8} \pi,$$

$$T_{1(N)} - T_{2(N)} = \left[1 - \frac{D_1}{D_2}\right] (F_1 \cos \delta_1)^2 \cdot \frac{1}{8} \pi$$

$$= \left[\frac{D_2 - D_1}{D_2}\right] D_1 \, (F_1 \cos \delta_1)^2 \frac{1}{8} \pi .$$

Wie man sieht, ist, wenn $D_2 > D_1$, die Normalspannung im umgebenden Mittel grösser als die im Körper A; der Spannungsüberschuss ($T_{1(N)} - T_{2(N)}) ds$ wirkt auf das Körperelement A und zieht dasselbe nach aussen. Ausser den angegebenen ponderomotorischen Kräften kommen noch Kräfte von den Tangentialkomponenten $F_{1(T)}$ und $F_{2(T)}$ hinzu, welche die Querdrucke $P_{1(N)}$ und $P_{2(N)}$ erzeugen; da $F_{1(T)}$ und $F_{2(T)}$ auf beiden Seiten des Elementes ds gleich sind, so erhalten wir

$$P_{1(N)} = D_1 \, (F_1 \sin S_1)^2 \cdot \frac{1}{8} \pi ;$$

$$P_{2(N)} = D_2 \, (F_1 \sin \delta_1)^2 \cdot \frac{1}{8} \pi ;$$

wenn $D_2 > D_1$, so ist der Druck $P_{2(T)}$ grösser; der Überschuss drückt auf das Medium und verringert die Druckwirkung desselben auf das Körperelement A. Diese Verringerung des von dem Medium auf den Körper A ausgeübten Druckes ist gleich einer Kraft $(P_{2(T)} - P_{1(T)}) ds$, welche auf das Körperelement ds in der Richtung der äusseren Normale einwirkt; da diese Kraft mit der Kraft ($T_{1(N)} - T_{2(N)}$) zusammen wirkt, so ist die Resultante (R) nach aussen gerichtet und ihrer Summe gleich; sie wird durch die Formel

$$\left[\frac{D_2 - D_1}{D_2}\right] D_1 \, (F_1 \cdot \cos \delta_1)^2 \cdot \frac{1}{8} \pi$$

$$+ [D_2 - D_1] \, (F_2 \cdot \sin \delta_1)^2 \cdot \frac{1}{8} \pi$$

ausgedrückt; diese Formel, die auf elementarem Wege abgeleitet ist, ist dieselbe wie die in der Theorie der Elektrostriktion gegebene.[1])

Der Überschuss f_2 der Normalspannungen im Element b zieht dasselbe gleichfalls nach aussen; die auf die entsprechenden Elemente a einwirkenden Kräfte streben danach, den Körper dem Pole zu nähern, während die in den Punkten b wirkenden Kräfte bestrebt sind, ihn vom Pol zu entfernen. Da aber die erstgenannten Kräfte weniger divergent sind als die zweiten, so gewinnt ihre Resultante das Übergewicht und wird der Körper angezogen. Im anderen Falle, wenn $D_1 > D_2$, haben die Normalspannungen der inneren Röhren das Übergewicht; der Überschuss ($T_{2(N)} - T_{1(N)}$) wirkt auf die anstossenden Elemente des umgebenden Mittels, und der Körper A erfährt Auftriebkräfte nach dem umgebenden Medium. Ebenso ist der Querdruck, der durch die Tangentialkomponente ($F_1 \sin \delta_1$) erzeugt wird, grösser und es entsteht als Resultante ein auf ds wirkender Trieb von aussen nach innen; die Resultante der Triebkräfte, die auf die ganze Oberfläche einwirken, strebt danach, den Körper vom Pole zu entfernen.

Wenn der Pol beweglich ist, so wird er im ersten Falle, d. h. wenn $D_1 < D_2$, nach dem Körper A hin angezogen; die von dem Pole ausgehenden Röhren konvergieren nämlich nach dem Körper A hin und die Resultante der Spannungen ist nach diesem hingerichtet; im anderen Falle divergieren die Röhren nach A mehr als in den anderen Richtungen und entfernt sich der Körper.

Ausser diesen beiden Thatsachen darf man

1) Emil Cohn, Das elektromagnetische Feld. Leipzig, S. Hirzel. 1900, S. 93, Gl. 59.

nicht ausser acht lassen, dass elektrische Kräfte keine kontinuierlichen Rotationsbewegungen erzeugen können.

Mechanische Kräfte, die durch die elektrische Leitfähigkeit der Isolatoren hervorgerufen werden. Wir wollen uns denken, dass das umgebende Mittel eine spezifische Leitfähigkeit λ_1 besitzt und dass ebenso die Leitfähigkeit des Isolators A gleich λ_2 ist; die Linie ab (Fig. 1) stellt die Stromröhre (Faradaysche Röhre) dar, welche bei dem Element a eintritt und bei b heraustritt. Wenn man im folgenden annimmt, dass der Strom stationär ist und dass sich auf die Isolatoren die Kontinuitätsgleichung $\lambda_1 F_{1(N)} = \lambda_2 F_{2(N)}$ anwenden lässt, so sehen wir, dass die Differenz der Normalspannungen $T_{1(N)}$, $T_{2(N)}$, welche in den Röhren auf beiden Seiten des Elementes a herrschen, gleich

$$T_{1(N)} - T_{2(N)} = \left[\frac{D_1}{\lambda_1^2} - \frac{D_2}{\lambda_2^2}\right](\varrho_1 \cdot cos_1)^2 \cdot \frac{1}{8}\pi;\text{[1]}$$

wenn $\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right) < \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}$ ist; dann ist $T_{2(N)} > T_{1(N)}$ und der Isolator A strebt danach, sich vom Pole zu entfernen; im anderen Falle besteht ein Bestreben nach Anziehung. Ausser der Reaktion $(T_{1(N)} - T_{2(N)})$, die von der Normalkomponente des Stromes abhängt, muss man die Reaktion in Rechnung ziehen, die von der Tangentialkomponente herrührt; die Tangentialkomponenten der elektrischen Kräfte $F_{1(T)}$ und $F_{2(T)}$ sind gleich und die Tangentialströme sind

$$\lambda_1 F_{1(T)} \text{ und } \lambda_2 F_{2(T)}.$$

Die Transversalspannungen betragen:

$$T_{1(T)} = D_1 (F_{1(T)})^2 \cdot \frac{1}{8}\pi$$

und

$$T_{2(T)} = D_2 (F_{2(T)})^2 \cdot \frac{1}{8}\pi.$$

Ihre Differenz

$$(T_{1(T)} - T_{2(T)}) = (D_1 - D_2)(F_{1(T)})^2 \frac{1}{8}\pi$$

hängt nicht von den Leitfähigkeiten ab und kann bald zur Wirkung der Leitfähigkeiten mit beitragen, bald auch sich dieser widersetzen; wenn $D_2 > D_1$, so ist $T_{2(T)} > T_{1(T)}$; der Überschuss drückt auf das Mittel D_1, vermindert den Druck desselben auf dem Körper A und hat das Bestreben einer Annäherung an den Pol zur Folge.

Der interessanteste Fall ist der, wenn $D_1 > D_2$ und wenn der Körper infolge der rein elektrostatischen Wirkung von dem Pole angezogen werden müsste, während er in Wirklichkeit unter der Einwirkung der verschiedenen Leitfähigkeiten des Körpers und des Mediums abgestossen wird. Die Bedingungen für die Abstossung sind erstens

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} < \sqrt{\frac{D_2}{D_2}}$$

und ferner, dass die Wirkung der Normalkomponenten diejenige der Tangentialkomponenten übertrifft; die geometrische Form des Körpers und die relative Lage des Körpers A und des Poles haben auf die Verwirklichung letzterer Bedingung Einfluss.

Die erstgenannte Bedingung verlangt, dass die Leitfähigkeit λ_1 des umgebenden Mittels mehr als $\sqrt{\frac{D_1}{D_2}}$ mal grösser als die der Substanz ist; wenn es sich z. B. um Paraffin in Luft handelt, so sehen wir, wenn wir $D_1 = 1$, $D_2 = 2$ setzen, dass die Leitfähigkeit der Luft der Bedingung unterliegt $\lambda > 0{,}714\ \lambda_2$; damit das Paraffin vom Pole abgestossen wird, muss man noch die Wirkung der Tangentialkomponenten der Ströme bekämpfen, so dass die Leitfähigkeit der Luft bedeutend grösser als die des Paraffins sein muss.

Der zweite interessante Fall ist der Fall zweier Isolatoren, deren Permeabilitäten einander sehr nahe kommen, z. B. Paraffin in Naphta oder in Vaselinöl; dann ist der rein elektrostatische Effekt fast gleich Null, so dass nur noch die Leitfähigkeiten von Naphta und Vaselinöl grösser als die des Paraffins sein müssen, wenn eine Abstossung vom Pole aus stattfinden soll.

Die auf den Pol einwirkenden Kräfte. Wenn das den Pol umgebende Mittel besser leitend ist als der entgegen gehaltene Körper A, so divergieren die Stromlinien in dem Mittel mehr nach dem Körper hin und entfernt sich der Pol.

Paraffin und Stearin in Naphta und Vaselinöl. Die Naphta war nicht gereinigt; ich habe kaukasisches Beleuchtungskerosinöl angewandt, in dem sich Kolophoniumstücke befanden; dann wurde seine Leitfähigkeit grösser als die der Gefässwände, des Paraffins und des Stearins. Wenn Vaselinöl frisch ist, so ist es ein ausgezeichneter Isolator; solches war daher für meine Versuche nicht geeignet und das von mir benutzte Öl hatte zwei Jahre lang offen dagestanden und war ziemlich gut leitend geworden, so dass die Versuche damit gelangen.

Erster Versuch. Der cylindrische Paraffinblock P (Fig. 2) hängt an einem Faden C und taucht in Kerosin; neben der Wand KL

1) Diese Zeitschr. 4, 711, 1903.

und neben dem Block C befindet sich der Pol, welcher durch eine elektrische Maschine s geladen wird; um den Draht vor der Influenzwirkung des Poles zu schützen, ist er von einem mit der Erde in Verbindung stehenden Metallcylinder AB umgeben. Wenn der Pol geladen wird, so entfernt sich der Block vom Pole mehr und mehr, wird bis auf 3—4 cm abgestossen und gerät in Rotation, wie dies bei den Prof. Quinckeschen Versuchen der Fall war, bei denen der Rotationskörper zwischen die Platten eines Kondensators, d. h. in ein gleichförmiges Feld, gebracht wurde.

Fig. 2.

Derselbe Versuch glückt sehr gut mit einer Stearinkerze; dieselbe ist am besten 15—20 cm lang und wird vermittels eines Korkens in das Kerosin getaucht; während des Ladens bewegt sie sich vom Pole fort.

Zweiter Versuch. Eine Metallröhre M (Fig. 2), welche oben zugekorkt ist, um ein geringeres Gewicht zu haben, taucht an einem feinen Metalldraht in das Kerosin; durch den Metalldraht und vermittels einer Elektrisiermaschine lässt er sich laden; man hängt die Röhre neben der Wand oder neben einem Paraffinblock auf, welcher in das Kerosin taucht; in beiden Fällen entfernt er sich von den Wänden resp. von dem Blocke und wird nach der freien Flüssigkeitsmasse hingetrieben. Wenn man an Stelle des Cylinders M zwei elektroskopische Blätter A und B (Fig. 3) neben der Wand QR aufhängt, so nehmen diese die in der Figur dargestellten unsymmetrischen Stellungen ein; Blatt A wird von der Wand abgestossen und stösst seinerseits Blatt B ab, so dass die angegebenen Lagen erzwungen werden. Bei diesen Versuchen ist die Permeabilität der Wände 2—3 mal grösser als die der Flüssigkeit, so dass die beobachteten Erscheinungen sich entgegengesetzt verhalten, wie diejenigen, die man in einem elektrostatischen Felde erhalten würde; sie lassen sich nur aus dem Vorhandensein des vorherrschenden Feldes des elektrischen Stromes erklären; die Elementarthatsache der Divergenz der Blätter eines Elektroskopes muss nun durch die Reaktionen der Stromlinien erklärt werden; ich habe dieselbe Divergenz in einem elektrolytischen Felde hervorgerufen (diese Zeitschr. 4, 546, 1903).

Fig. 3.

Dritter Versuch. Die kontinuierliche Translation und Rotation geladener Körper in einem Dielektrikum. Ein Stück der Stearinkerze oder ein Pariffincylinder AB (Fig. 4) war mit den Stopfen A versehen und schwamm im Dielektrikum. Längs der Cylinder sind die Stanniolblätter AB aufgeklebt, welche vermittels der feinen Drähte K mit den Leydener Flaschen in Verbindung stehen; wenn man letztere lädt, so sieht man, dass die Cylinder in Translation geraten und dabei die Blätter nach vorn gerichtet sind. Da Stearin und Paraffin weniger leitfähig sind als die Flüssigkeit, so divergieren die Stromlinien nach den Cylindern hin und ergeben nach den Banden AB hin eine Resultante.

Fig. 4.

Vierter Versuch. Zwei Paraffin- oder Stearincylinder (Fig. 5) schwimmen senkrecht im Dielektrikum; sie tragen an ihrer Oberfläche Metallstreifen AB und CD, deren Ebenen zur Ebene ihrer Achsen parallel liegen; die Banden stehen mit einer Leydener Flasche durch den Querstab AC und den Draht K in Verbindung; wenn man die Flasche lädt, so fängt das

Cylindersystem um den Draht K herum zu rotieren an; die Winkelgeschwindigkeit nimmt mit dem Potential zu. Die Translations- und Rotationsbewegungen erfolgen auf Kosten der

Fig. 5.

Stromenergie; man sieht aber den Mechanismus der Umwandlungen der Stromenergie in mechanische Arbeit nicht recht ein.

Fünfter Versuch. Stücke von Kolophonium, Glas, Hartgummi oder Paraffin (Fig. 2) hängen an einem Faden und tauchen einem geladenen Leiter gegenüber in Vaselinöl; wenn die Leitfähigkeit des Vaselins kleiner ist als diejenige der eingetauchten Körper, so werden alle an den Pol angezogen; wenn auch die Permeabilität des Paraffins sich sehr wenig von der des Vaselins unterscheidet, so ist doch die Anziehung energisch und erklärt sich aus der Differenz der Leitfähigkeiten.

Paraffin, Stearin und geladene Leiter in durch Radium ionisierter Luft. Gewöhnlich werden die elektrostatischen Reaktionen in Luft beobachtet, d. h. in einem Medium, welches gleichzeitig zwei hervorragende Eigenschaften besitzt, welche es von allen anderen gebräuchlichen Körpern unterscheiden; es besitzt nämlich die geringste Leitfähigkeit und die geringste elektrische Permeabilität. Diese Eigenschaften mussten auf die theoretischen Anschauungen ihren Einfluss ausüben und hierin liegt wohl der Grund dafür, dass man in der Elektrostatik nur die Permeabilitäten in Rechnung zieht, und die Leitfähigkeiten beiseite lässt. Nach den Prof. Quinckeschen Versuchen haben Egon Schweidler, Heydweiller und Graetz auf Grund einer Hertzschen Arbeit die beobachteten Rotationen mit der Differenz der Leitfähigkeiten der aneinander stossenden Körper erklärt und die Leitfähigkeit zum ersten Male in Rechnung gezogen.

Sechster Versuch. Stearin- oder Paraffincylinder P (Fig. 6) hingen an einem geladenen Pole und wurden von dem Pole abgestossen, wenn der dazwischen liegende Raum durch Radiumstrahlen ionisiert war; zu gleicher Zeit drehen sich die Cylinder um den Draht, wie bei den Prof. Graetzschen Versuchen, bei denen dadurch, dass das Dielektrikum zwischen die Kondensatorplatten gebracht und die Luft da-

Fig. 6.

zwischen mit Röntgenstrahlen beleuchtet wurde, eine Rotation zustande kam.

Siebenter Versuch. Eine leichte Messingkugel A (Fig. 7) hing an einem Metalldraht und stand mit einer Leydener Flasche neben dem Paraffinblock P in Verbindung. Während der Ladung entfernt sich die Kugel mehr und mehr (bis auf 3—4 cm) vom Blocke und gerät zugleich, was zum ersten Male beobachtet wird, in Rotation. Heinrich Hertz hat die verlangsamende Wirkung beobachtet, die eine Glasplatte auf eine oszillierende Metallplatte ausübt, während wir hier eine beschleunigende Wirkung und daher eine Triebkraft haben. Der Versuch ist auch mit einem Stanniolblatt geglückt.

Fig. 7.

Die Glasplatte wirkte ganz anders; sie zog die Kugel so an, dass die ionisierte Luft eine kleinere Leitfähigkeit als das Glas und eine grössere Leitfähigkeit als Paraffin besass.

Zusammenfassung. Es scheint, dass die Elektrostatik als solche eine Fiktion ist; sie muss umgearbeitet werden, und um sich den

beschriebenen Erscheinungen anzupassen, muss sie in ihre Formeln ausser den Permeabilitäten auch noch die Leitfähigkeiten aufnehmen; die Formeln der Elektrostriktion, nach denen die auf ein isotropes Dielektrikum einwirkenden Kräfte berechnet werden, versagen, wenn man sie für unsere Versuche benutzen will.

Anmerkung 1. Um den Versuch 6 instruktiver zu gestalten, benutzt man als geladenen Leiter den Knopf einer kleinen Leydener Flasche; wenn man sie an das Radium heranbringt, so beobachtet man eine Abstossung des hängenden Isolators. Bei der Annäherung an die entgegengesetzte Seite findet eine Anziehung statt. Ich habe als Isolatoren Cylinder aus Paraffin, Stearin und Hartgummi angewandt; am besten verhielt sich letzterer, der am stärksten abgestossen wurde.

Anmerkung 2. Ich habe mit zwei Radiumstücken experimentiert, von denen das erste 25 mg und das andere 75 mg wog; nun hat gerade ersteres die Luft besser ionisiert und positivere Resultate ergeben, während das andere nur eine für den Versuch ungenügende Aktivität zeigte; vielleicht war der das Salz bedeckende Glimmer zu dick.

Physikal. Lab. d. Akademie d. Wissenschaften zu St. Petersburg.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 8. Januar 1904.)

Zur drahtlosen Telegraphie.

Von Max Abraham.

§ 1. Das direkt gekoppelte Gebersystem.

Die Theorie des einfachen Marconischen Sendedrahtes habe ich in einer früheren Mitteilung [1]) entwickelt. Seitdem haben die Herren F. Braun und A. Slaby Senderanordnungen angegeben, bei denen die in einem Flaschenkreise aufgespeicherte Energie einem abgestimmten, direkt oder induktiv gekoppelten Sendedraht zugeführt wird. Über die in einem derartigen gekoppelten Gebersystem stattfindenden Schwingungsvorgänge hat, soweit mir bekannt ist, zuerst Herr M. Wien klare Vorstellungen entwickelt.[2]) Er behandelt dabei den primären Flaschenkreis, sowie die Antenne als Systeme von je einem Freiheitsgrade, und legt speziell den Fall der induktiven Koppelung der Diskussion zu Grunde. Im folgenden soll die Theorie des direkt an einen Flaschenkreis angeschlossenen Sendedrahts entwickelt werden, unter Berücksichtigung der besonderen Eigenschaften, welche den Sendedrähten eigentümlich sind. Indem ich meine früher entwickelten Methoden auf gekoppelte Antennen ausdehne, komme ich einer Aufforderung der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie nach.

Der geschlossene Primärkreis enthalte die Kapazität C_0 und die Selbstinduktion L_0; beide Grössen mögen zunächst in Centimetern, d. h. C_0 in absoluten elektrostatischen, L_0 in absoluten elektromagnetischen Einheiten gemessen werden. Wir nehmen an, dass die Kapazität ausschliesslich in den Flaschen, die Selbstinduktion in dem ihre Belegungen verbindenden Drahte ihren Sitz hat, so dass man den Primärkreis nach den Gesetzen der quasistationären Strömung behandeln kann. Die eine Flaschenbelegung sei geerdet, an die andere sei direkt der geradlinige, vertikale Sendedraht angeschlossen. Derselbe sei auf den Primärkreis abgestimmt, d. h. seine Länge l sei gleich einem Viertel der Wellenlänge des ungekoppelten Primärkreises:

$$4\,l = \lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_0 L_0}. \tag{1}$$

§ 2. Der Schwingungsvorgang bei Vernachlässigung der Dämpfung.

Wenn in einem schwingenden Systeme die Dämpfung nicht so stark ist, dass sie merklich die Frequenzen der Eigenschwingungen beeinflusst, so ist es erlaubt, in erster Annäherung die Dämpfung bei der Ermittelung der Eigenschwingungen zu vernachlässigen. Das soll hier geschehen. Wir ermitteln zunächst die Schwingungszahlen der Eigenschwingungen, und die zugehörige Verteilung von Strom und Spannung längs der Antenne, ohne auf die Energieverluste Rücksicht zu nehmen. Erst nachträglich wird deren Einfluss auf den Schwingungsvorgang in Rechnung gestellt werden.

Die Spannung der mit dem Sendedrahte verbundenen Flaschenbelegung schwinge gemäss der Gleichung

$$V_0 = b_0 \cdot \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right), \tag{2}$$

wo τ die zu ermittelnde Schwingungsdauer des gekoppelten Senders vorstellt. Die andere Flaschenbelegung ist geerdet. Wird V_0 elektrostatisch, $\mathfrak{J}_0$, der Strom im Primärkreis, elektromagnetisch gemessen, so hat man

1) M. Abraham, diese Zeitschrift **2**, 329, 1901.
2) M. Wien, Ann. d. Phys. (4) **8**, 686, 1902.

$$V_0 - \frac{L_0}{c} \cdot \frac{d\mathfrak{J}_0}{dt} = 0. \qquad (3$$

(c = Lichtgeschwindigkeit im Äther.)

Hieraus folgt der primäre Wechselstrom

$$\mathfrak{J}_0 = b_0 \cdot \frac{\lambda}{2\pi L_0} \cdot \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right). \qquad (4$$

($\lambda = c\tau$ gesuchte Wellenlänge).

Aus der wechselnden Ladung der Flaschen entspringt der Strom (elektromagnetisch gemessen)

$$-\frac{1}{c} C_0 \frac{dV_0}{dt} = b_0 \cdot \frac{2\pi C_0}{\lambda} \cdot \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right).$$

Dieser Strom fliesst zum einen Teil im primären Kreise, zum anderen Teile strömt er in den Sendedraht.

Der erste Teil wird durch (4), der zweite mithin durch

$$b_0 \cdot \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right)\left(\frac{2\pi C_0}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi L_0}\right) \qquad (5$$

gegeben.

Die Verteilung von Strom ($\mathfrak{J}$) und Spannung (V) längs der Antenne stellen wir auf Grund früherer Untersuchungen durch die Formeln dar

$$\mathfrak{J} = a \cdot \sin x \left(1 - \frac{z}{l}\right) \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right), \qquad (6$$

$$0 < z < l$$

$$V = -\frac{a\,l}{C} \cdot \cos x\left(1 - \frac{z}{l}\right) \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right). \qquad (7$$

Dabei ist gesetzt:

$$x = \frac{2\pi l}{\lambda}. \qquad (8$$

C ist die Kapazität der Antenne, $\frac{C}{l}$ mithin deren auf die Längeneinheit berechnete Kapazität, so dass der bei Drahtwellen gültigen Beziehung

$$-c\frac{\partial \mathfrak{J}}{\partial z} = \frac{C}{l}\frac{\partial V}{\partial t}$$

durch (6) und (7) Genüge geleistet wird.

Am oberen Antennenende ($z = l$) befindet sich ein Stromknoten. Die Spannung ist daselbst

$$V_l = -\frac{a\,l}{C} \cdot \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right). \qquad (9$$

Wäre es möglich, die Wellenlänge λ des gekoppelten Gebers der Wellenlänge λ_0 des ungekoppelten Primärkreises gleich zu machen, so hätte man nach Gl. (1) und (8) $x = \frac{\pi}{2}$, mithin am unteren Antennenende einen Spannungsknoten ($V = 0$). Das ist aber unverträglich mit der aus der Koppelung resultierenden Bedingung, dass die Spannung am unteren Antennenende durch V_0 gegeben wird. Wir schliessen, dass keine der Schwingungszahlen des gekoppelten Gebers mit der Schwingungszahl des frei schwingenden Primärkreises bezw. des frei schwingenden Sendedrahtes zusammenfallen kann.

Auch hier zeigt sich also die „Scheu vor der Resonanz", die Herr M. Wien für gekoppelte Schwingungen von nur zwei Freiheitsgraden festgestellt hat.[1])

Aus der Koppelung des Primärkreises mit der Antenne gewinnen wir zwei Gleichungen. Einerseits muss die aus (7) sich ergebende Spannung am unteren Antennenende ($z = 0$) gleich der durch (2) gegebenen Spannung der Flaschenbelegung sein, an welche die Antenne angeschlossen ist; dieses ergiebt

$$-\frac{a\,l}{C} \cos x = b_0. \qquad (10$$

Andererseits muss der Strom am unteren Antennenende, der aus (6) für $z = 0$ folgt, mit dem durch Gl. (5) gegebenen identisch sein, daher

$$a \cdot \sin x = b_0 \cdot \left(\frac{2\pi C_0}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi L_0}\right). \qquad (11$$

Es folgt durch Division der beiden Gleichungen

$$tg\, x = -\left(\frac{2\pi C_0}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi L_0}\right)\frac{l}{C} = \left(\frac{l\lambda}{2\pi C_0 L_0} - \frac{2\pi l}{\lambda}\right)\frac{C_0}{C}.$$

Wir setzen jetzt, zur Abkürzung:

$$x_0 = \frac{2\pi l}{\lambda_0} = \frac{l}{\sqrt{C_0 L_0}} = \frac{\pi}{2} \text{ (vgl. Gl. 1).} \qquad (12$$

$$\alpha = \frac{C}{C_0} \qquad (13$$

(Antennenkapazität, dividiert durch Flaschenkapazität, oder kurz „Kapazitätsverhältnis") und erhalten, mit Rücksicht auf (8):

$$tg\, x = \frac{x_0^2 - x^2}{\alpha x}. \qquad (14$$

Diese transzendente Gleichung bestimmt die Schwingungszahlen des direkt gekoppelten Gebers. Dieselbe findet sich übrigens bereits bei Herrn G. Seibt, wenn auch in etwas anderer Form[2]); doch hat dieser Autor es unterlassen, die für die drahtlose Telegraphie wichtigen Folgerungen aus ihr zu ziehen.

Man könnte die Wurzeln der transzendenten Gleichung (14) auf graphischem Wege ermitteln. Glücklicherweise sind aber in dem für die Praxis interessantesten Falle die Wellenlängen λ', λ'' des gekoppelten Gebers nicht gar so

1) M. Wien, Ann. d. Phys. 61, 151, 1897.

2) G. Seibt, Inauguraldissertation. Berlin 1902. S. 30, Gl. 63.

weit von der Wellenlänge $\lambda_0 = 4\,l$ des frei schwingenden Primärkreises entfernt, so dass man durch das nunmehr darzulegende Näherungsverfahren einen Überblick über den stattfindenden Schwingungsvorgang gewinnt.

Wir schreiben die Gleichung (14)

$$(x_0^2 - x^2)\,\mathrm{cotg}\,x = \alpha x.$$

Nach (12) ist $x_0 = \frac{\pi}{2}$. Wir setzen ferner:

$$x = \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{\pi}{2} + \xi; \tag{15}$$

indem wir ξ als klein gegen $\frac{\pi}{2}$ betrachten, und Quadrate sowie höhere Potenzen von ξ vernachlässigen, erhalten wir:

$$\cos x = -\xi,\ \sin x = 1,\ \mathrm{cotg}\,x = -\xi,$$

mithin

$$\left[\left(\frac{\pi}{2} + \xi\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2\right] \cdot \xi = \alpha\left(\frac{\pi}{2} + \xi\right).$$

Da α sich von der Ordnung ξ^2 ergiebt, müssen wir rechts $\alpha\xi$ streichen, ebenso wie links ξ^3. Es wird

$$\xi = \pm\sqrt{\frac{\alpha}{2}}. \tag{16}$$

Es sind demnach für hinreichend kleines Kapazitätsverhältnis (α) die beiden kleinsten Wurzeln der transzendenten Gleichung (14):

$$x' = \frac{\pi}{2} + \sqrt{\frac{\alpha}{2}},\quad x'' = \frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{\alpha}{2}}. \tag{16a}$$

Die übrigen Wurzeln, welche den Oberschwingungen des gekoppelten Sendedrahtes entsprechen, kommen für die drahtlose Telegraphie nicht in Betracht.

Es ist zweckmässig, an Stelle von x die Schwingungszahl in 2π Sekunden (n) einzuführen:

$$n = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{2\pi c}{\lambda} = \frac{c}{l} \cdot x. \tag{17}$$

Die Schwingungszahlen der beiden langsamsten Eigenschwingungen des direkt angeschlossenen Senders sind

$$n' = \frac{c}{l} \cdot x',\quad n'' = \frac{c}{l} \cdot x''. \tag{18}$$

Dem arithmetischen Mittel dieser beiden Schwingungszahlen:

$$n_0 = \frac{n' + n''}{2} = \frac{c}{l}\left(\frac{x' + x''}{2}\right) = \frac{c}{l} \cdot \frac{\pi}{2}$$
$$= \frac{c}{l} \cdot x_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \tag{19}$$

entspricht die Schwingungszahl des frei schwingenden Primärkreises. Die halbe Schwingungsdifferenz

$$\nu = \frac{n' - n''}{2} = \frac{c}{l}\sqrt{\frac{\alpha}{2}} = \frac{c}{l}\sqrt{\frac{C}{2\,C_0}} \tag{20}$$

ist um so kleiner, je kleiner die Antennenkapazität C im Verhältnis zur primären Flaschenkapazität C_0 ist. Hierdurch findet das experimentelle Ergebnis des Herrn Grafen Arco[1]) seine theoretische Erklärung und Formulierung.

Aus den gefundenen Werten von x folgt die den Eigenschwingungen des Gebers entsprechende Verteilung von Strom und Spannung im Sendedrahte.

Es war $\cos x = -\xi$, mithin, nach (10) und (16):

$$a = \pm b_0 \cdot \frac{C}{l}\sqrt{\frac{2}{\alpha}}.$$

Wir wollen zur Abkürzung setzen:

$$\eta = \frac{C}{l}\sqrt{\frac{2}{\alpha}} = \frac{1}{l}\sqrt{2\,C\,C_0} = \frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{2\,C}{L_0}}. \tag{21}$$

Dann zeigen die Grössen

$$a' = +b_0'\,\eta,\ a'' = -b_0''\,\eta$$

nach (6) die den beiden Eigenschwingungen entsprechenden Stromamplituden am unteren Antennenende an ($\sin x$ war gleich 1 zu setzen). Der durch Superposition der beiden Schwingungen entstehende Strom ist daselbst

$$\mathfrak{J}_{z=0} = \eta \cdot [b_0' \cdot \sin(n't) - b_0'' \sin(n''t)]. \tag{22}$$

Für die Spannung am oberen Antennenende hingegen folgt aus (9) und (21)

$$V_l = \cdot\sqrt{\frac{2}{\alpha}} \cdot [-b_0' \cos(n't) + b_0'' \cos(n''t)], \tag{23}$$

während die Spannung am unteren Antennenende, gemäss dem ursprünglichen Ansatz (2), durch

$$V_0 = b_0' \cos(n't) + b_0'' \cos(n''t) \tag{24}$$

dargestellt wird; sie ist identisch mit der Spannungsdifferenz der beiden Flaschenbelegungen.

Der Ausdruck für die Spannung der Antennenspitze (23) erscheint multipliziert mit $\sqrt{\frac{2}{\alpha}}$, der Grösse, deren reziproker Wert nach (20) für die Schwingungsdifferenz massgebend war. Je geringer die Schwingungsdifferenz, desto grösser wird demnach die Spannungsmultiplikation in der Antenne sein.

Für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie kommt es nicht sowohl darauf an, möglichst grosse Endspannungen V_l zu erzielen, als möglichst grosse Stromamplituden (22) am unteren Antennenende, d. h. im Strombauche. Denn,

1) Graf Arco, E.T.Z. **24**, 6, 1903.

wie ich früher gezeigt habe[1]), sind die Amplituden der vom Sender ausgehenden Wellen einfach jener Stromamplitude proportional. Die Antennenlänge geht nicht in den Ausdruck der Wellenamplituden ein. Die Verlängerung der wirksamen Länge des stromführenden Drahtes wird nämlich kompensiert durch die Vergrösserung der Wellenlänge, da die elektrische Feldstärke der Wellen der zeitlichen Änderung der Stromstärke proportional ist.

Bei einer und derselben Antenne geht nun allerdings die Stromamplitude im Strombauche der Spannungsamplitude im Spannungsbauche parallel, wenigstens bei der hier diskutierten Anordnung. Zieht man aber verschiedene Antennen in Betracht, so ist das nicht mehr der Fall, doch kann man allgemein sagen: Es muss, um möglichst grosse Stromamplituden zu erzielen, die durch (21) definierte Zahl η möglichst gross gemacht werden. Vermehrung der Antennenkapazität, Verringerung der primären Selbstinduktion (bei konstant gehaltenem $\lambda_0 = 2\pi\sqrt{L_0 C_0}$) verstärkt den Strom in der Antenne, und wirkt — mit den im nächsten Paragraphen zu besprechenden Einschränkungen — günstig.

Ein ungedämpfter Resonator zerlegt die vom Sender ausgehende Strahlung in die beiden Partialwellen (n', n''), wenn die Schwingungsdifferenz ν nicht zu klein ist. Indessen wird die Dämpfung der Senderschwingungen die Resonanzkurven der beiden Partialwellen abflachen, bezw. zum Verschmelzen bringen, um so eher, je kleiner ν ist. Den gleichen Einfluss wird eine Dämpfung des Resonators ausüben; die in praxi verwandten Empfänger dürften, bei hinreichend geringer Schwingungsdifferenz, die beiden Partialwellen wie eine einzige aufnehmen.

Alsdann ist eine Umformung der Formeln (22) bis (24) angemessen, welche die beiden Partialschwingungen zu einer einzigen, von der Schwingungszahl n_0 und von schwebender Amplitude verschmilzt. Dabei sind die Anfangsbedingungen zu berücksichtigen.

Beim Beginn des Schwingungsvorgangs ($t = 0$) ist die Spannungsdifferenz der Flaschenbelegungen V_0 gleich dem Funkenpotential B_0. Die Endspannung V_e ist gleichfalls B_0, und der ganze Geber ist stromlos. Letzterer Bedingung haben wir bereits Rechnung getragen. Erstere ergeben

$$b_0'' + b_0' = B_0, \quad b_0'' - b_0' = B_0\sqrt{\frac{\alpha}{2}}.$$

An Stelle der genauen Werte

$$b_0'' = \frac{B_0}{2}\left(1 + \sqrt{\frac{\alpha}{2}}\right), \quad b_0' = \frac{B_0}{2}\left(1 - \sqrt{\frac{\alpha}{2}}\right),$$

welche dem angenommenen Anfangszustande entsprechen, wollen wir

$$b_0'' = b_0' = \frac{1}{2} B_0$$

setzen, mit einer approximativen, für geringe Schwingungsdifferenzen gültigen Rechnung uns begnügend. Dann wird

$$J(z = 0) = B_0\eta \cdot \sin(\nu t) \cdot \cos(n_0 t) \tag{25}$$

$$V_e = B_0 \cdot \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \cdot \sin(\nu t) \cdot \sin(n_0 t) \tag{26}$$

$$V_0 = B_0 \cos(\nu t) \cos(n_0 t). \tag{27}$$

Die Schwingungszahl (n_0 in 2π Sekunden) ist diejenige des Primärkreises vor der Koppelung, bezw. diejenige des Sendedrahts bei einfacher Marconi-Schaltung. Die Schwebungszahl (2ν in 2π Sekunden) bestimmt sich aus (19, 20):

$$\frac{2\nu}{n_0} = \frac{4}{\pi}\sqrt{\frac{\alpha}{2}}. \tag{28}$$

Zu Beginn des Vorganges befindet sich die Energie im Primärkreise; im Verlaufe der Schwebung geht sie in den Sendedraht über; nach einer halben Schwebung, zur Zeit

$$T = \frac{\pi}{2\nu} = \frac{\pi}{n_0} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \sqrt{\frac{2}{\alpha}} = \tau_0 \cdot \frac{\pi}{8}\sqrt{\frac{2}{\alpha}} \tag{29}$$

hat die ganze Energie den Primärkreis verlassen. Dann würde sie wieder zurück pendeln, wenn nicht durch Ausstrahlung ein gewisser Betrag verloren gegangen wäre. Dieser soll jetzt berechnet werden.

§ 3. Berücksichtigung der Strahlungsdämpfung.

Für die Bestimmung der vom Sender ausgestrahlten Energie ist die Vereinigung der beiden Partialwellen in eine einzige, mit zeitlich wechselnder Amplitude, am Platze. Denn es superponieren sich zwar die Feldstärken der beiden Partialwellen, aber nicht die ausgestrahlten Energien. Vielmehr ist die Strahlung dem Quadrate der resultierenden Feldstärke proportional.

Die Stromamplitude im Strombauche ist, nach (25)

$$A = B_0\eta \cdot \sin(\nu t). \tag{30}$$

Die mittlere sekundliche Strahlung ergiebt sich aus meiner früheren Mitteilung[1]) zu

1) M. Abraham, l. c, diese Zeitschr. **2**, 331, 1901, insbes. Formel (6).

1) l. c. S. 332. Formel (8a) und (9). Dort wurde die Strahlung berechnet, die von der Antenne und ihrem elektromagnetischem Spiegelbilde zusammen in den leeren Raum hinausgesandt wird; hier reden wir nur von der im Halbraum über der Erdoberfläche stattfindenden Strahlung, und haben daher zu Formel (9) den Faktor 1/2 gesetzt.

$$S = \frac{cA^2}{4} \cdot 2{,}44. \qquad (31$$

Das logarithmische Dekrement der Strahlungsdämpfung habe ich für die Eigenschwingungen des Sendedrahtes durch exakte Integration der Maxwellschen Gleichungen berechnet.[1])

Das Dekrement der Grundschwingung ist

$$\sigma = \frac{2{,}44}{ln\left(\frac{2l}{\varrho}\right)} \qquad (32$$

(ϱ = Radius des Antennenquerschnitts).

Diese Formeln dürfen wir auch auf die Antennen des gekoppelten Systems anwenden, da die Stromverteilung, wenigstens für geringe Schwingungsdifferenzen (2ν) nicht wesentlich von der bei einfacher Marconi-Schaltung stattfindenden abweicht. Wir können die letzte Formel mit der Antennenkapazität (C) in Verbindung bringen.

Wie nämlich in der früheren Mitteilung gezeigt wurde[2]), hat man, um zu dem richtigen Werte (32) des Dämpfungsdekrementes zu gelangen, für die Selbstinduktion L der Antenne an Stelle des bei quasistationärem Strom gültigen Wertes hier

$$L = 2l \cdot ln\left(\frac{2l}{\varrho}\right)$$

zu setzen.

Die auf die Längeneinheit berechnete Selbstinduktion $\left(\frac{L}{l}\right)$ ist gleich der reziproken Kapazität pro Längeneinheit, da die Geschwindigkeit der längs des Drahtes forteilenden Wellen der Lichtgeschwindigkeit gleich ist; man hat:

$$\frac{C}{l} = \frac{l}{L} = \frac{1}{2\,ln\left(\frac{2l}{\varrho}\right)} \qquad (33$$

und kann daher (32) schreiben

$$\sigma = 2{,}44 \cdot \frac{2C}{l}. \qquad (34$$

Wenngleich die Formel (33) mit der aus der Elektrostatik für einen Draht von der Länge $2l$ (Antenne + Spiegelbild) abzuleitenden Kapazität pro Längeneinheit übereinstimmt, so ist es doch kaum angängig, sie durch elektrostatische Betrachtungen zu stützen[3]); die Verteilung der Ladung und die Beschaffenheit des Feldes ist bei schnellen Schwingungen eine andere, als bei statischer Ladung. Die Formel (33) führt indessen zu Werten der dem Sendedrahte zurechnenden Feldenergie, die zusammen mit dem Ausdrucke (31) der Strahlung den richtigen Wert (32) des Dämpfungsdekrementes ergeben (auch für die Oberschwingungen ist die Formel (33) für die Kapazität in diesem Sinne gültig); hierin allein ist ihre Begründung zu suchen.

Die Schwingungsamplitude eines einfachen Marconi-Senders würde infolge der Strahlungsdämpfung zur Zeit t auf den Bruchteil $e^{-\frac{\sigma t}{\tau_0}}$ reduziert werden. Beim gekoppelten Geber ist der Vorgang insofern ein anderer, als die Energie anfangs im Primärkreise steckt, und erst allmählich dem Sendedraht zugeführt wird. Die maximale, zur Zeit $T = \frac{\pi}{2\nu}$ stattfindende Stromamplitude im Sendedrahte, die ohne Berücksichtigung der Dämpfung nach (30) gleich $B_0\eta$ wäre, wird durch die Ausstrahlung auf den Bruchteil $e^{-\frac{\sigma T}{2\tau_0}}$ reduziert; denn es gelangt beim gekoppelten Geber, wo die Energie im Mittel nur während der Hälfte der Dauer T einer halben Schwebung in der Antenne sich befindet, auch nur die halbe Energie zur Ausstrahlung, so dass im Dämpfungsfaktor $\frac{\sigma}{2}$ statt des bei einfacher Marconi-Schaltung gültigen Wertes von σ zu setzen ist. Es wird, nach (29), die maximale Stromamplitude (A_m)

$$A_m = B_0\eta \cdot e^{-\sigma \cdot \frac{\pi}{16} \cdot \sqrt{\frac{2}{\alpha}}}.$$

Führt man hier den Wert (34) von σ ein, so findet man, mit Rücksicht auf (21)

$$A_m = B_0\eta \cdot e^{-f\eta},\; f = \frac{\pi}{8} \cdot 2{,}44. \qquad (35$$

Dieser maximalen Stromamplitude ist die maximale Wellenamplitude proportional. Man erreicht daher, bei gegebenem Funkenpotential, die grösste mit direkter Koppelung zu erzielende Wellenamplitude, wenn man η so wählt, dass $\eta \cdot e^{-f\eta}$ ein Maximum wird.

Dieses Maximum liegt, gemäss

$$\frac{d}{d\eta}\left(\eta \cdot e^{-f\eta}\right) = e^{-f\eta}(1 - f\eta)$$

bei

$$\eta_m = \frac{1}{f} = \frac{8}{\pi \cdot 2{,}44}; \qquad (36$$

der entsprechende Wert von A_m ist

$$A_m = \frac{B_0}{fe}. \qquad (37$$

Nach (21) entspricht dem Optimum folgendes Verhältnis von primärer Selbstinduktion und Antennenkapazität

1) M. Abraham, Ann. d. Phys. 66, 457, 1898.

2) l. c. S. 333. Dort wird mit L die Selbstinduktion von Antenne + Spiegelbild bezeichnet.

3) Vergl. hierzu P. Drude, Ann. d. Phys. (4) 11, 961, 1903. Die elektrostatische Kapazität ist grösser als C, doch ist der Unterschied für dünne Sendedrähte nicht erheblich.

$$\frac{L_0}{C} = \frac{8}{\pi^2} f^2 = \frac{(2{,}44)^2}{8},$$

oder, wenn L_0 nach wie vor in cm, C aber in Mikrofarad gemessen wird,

$$L_0 = 6{,}7 \cdot 10^5\, C. \qquad (38$$

Wünscht man, mit einer gegebenen Antenne von der Kapazität C (in Mikrofarad), durch direkte Koppelung mit einem Flaschenkreise die maximale Amplitude der auf den Empfänger fallenden Wellen möglichst zu steigern, so hat man die primäre Selbstinduktion der Gl. (38) entsprechend zu wählen.

Das gefundene Optimum ist kein sehr scharf ausgeprägtes; man findet eine Amplitudenverringerung um höchstens 10 % gegen das Optimum, wenn man L_0 in den Grenzen annimmt

$$3 \cdot 10^5 \cdot C < L_0 < 2 \cdot 10^6\, C. \qquad (38a$$

Lässt man eine Verringerung um 18 % zu, so sind die Grenzen

$$2 \cdot 10^5\, C < L_0 < 2{,}7 \cdot 10^6\, C. \qquad (38b$$

Bei Geberapparaten, die mit einem einzigen Sendedrahte versehen sind, wird die Selbstinduktion sich kaum auf den dem Optimum entsprechenden Wert (38) herabdrücken lassen. Hier bleibt die unter Vernachlässigung der Ausstrahlung gefundene Regel des vorigen Paragraphen gültig, die möglichst geringe primäre Selbstinduktion, bei gegebener Wellenlänge, d. h. möglichst grosse primäre Kapazität verlangt.

Bei Verwendung von Käfigantennen hingegen wird man darauf achten müssen, dass nicht durch Vermehrung der primären Kapazität über das Optimum hinaus die Strahlung allzusehr gesteigert, und so die maximale, nach der Zeit einer halben Schwebung eintretende Wellenamplitude geschwächt, statt verstärkt wird.

Für Käfigantennen bleiben die vorstehenden Entwickelungen gültig; denn, wie Herr P. Drude gezeigt hat[1]), ist eine Käfigantenne einer Einfachantenne von bestimmtem Querschnittsradius äquivalent.

Auf sonstige Dämpfungsursachen ist keine Rücksicht genommen worden. Es kommt hier weniger der Funkenwiderstand, als der Kondensatorverlust in Betracht. Es ist klar, dass diese Dämpfungen im Gegensatze zur Strahlungsdämpfung, für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie unter allen Umständen als schädlich zu betrachten, und bei einer rationellen Anordnung thunlichst herabzudrücken sind.

Bei der Berechnung des Optimums ist angenommen, dass man mit einem ziemlich stark gedämpften Empfänger arbeitet, wie er gegenwärtig in der Praxis verwandt wird, und dass man möglichst grosse Tragweite zu erzielen wünscht. Bei Verwendung schwach gedämpfter Empfänger kann es unter Umständen zweckmässig sein, die Schwebungsdauer T (Gl. 29) durch Verkleinerung des Kapazitätsverhältnisses α über das Optimum hinaus zu vergrössern, um länger anhaltende Schwingungen auf Kosten der erzielten Wellenamplitude herzustellen. Eine erschöpfende Diskussion dieses Falles würde auch auf der hier entwickelten Theorie des direkt gekoppelten Gebers zu fussen, aber ausserdem auf die Empfängerschaltung einzugehen haben.

Göttingen, Februar 1904.

(Eingegangen 18. Februar 1904.)

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 11, 978—984, 1903.

Über den elektrodenlosen Ringstrom.

Von E. Lecher.

In einer früheren Arbeit[1]) berichtete ich, dass es mir nicht gelang, den von J. J. Thomson zuerst geschilderten elektrodenlosen Ringstrom zu erhalten, wenn ich zwischen induzierende Spule und die ausgepumpte Röhre einen geschlitzten Stanniolschirm brachte, welcher jede statische Influenz aufhob, ohne die Induktionswirkung zu hindern. Ebenso war es mir unmöglich, mit induzierenden Ringen, welche die ausgepumpte Röhre in weitem Bogen umspannten, irgendeine Lichterscheinung zu erlangen. Das schien auf eine bisher noch nicht gehörig beachtete Nebenwirkung hinzudeuten. Als solche ergab sich Impedanzspannung am Anfang und Ende der induzierenden Spule.

Wenn eine von einer kräftigen Schwingung durchflossene Spule eine ausgepumpte Glasröhre umschliesst, giebt die Potentialdifferenz, welche infolge der Impedanz zwischen der ersten und letzten Drahtwindung entsteht, schon für sich allein Anlass zu einer Lichterscheinung in der Röhre. Die Frage, ob zu dieser Lichterscheinung noch eine weitere wirkliche Induktionswirkung komme, liess ich offen.

Diesbezüglich habe ich nun mit Herrn A. Steiner einige Versuche[2]) ausgeführt, deren wichtigste mir folgende schienen:

Es sind knapp um die ausgepumpte Röhre 2 Ringe c und d gelegt, welche mit Anfang und Ende der Spule verbunden sind. r bedeutet den Stanniolschirm, s die aus 4 Windungen bestehende Spule. Die Ringe c und d allein

1) Diese Zeitschr. 4, 32, 1902.
2) Eine ausführliche Darstellung dieser Versuche giebt A. Steiner in dem Sitzungsberichte der k. Akademie der Wissenschaften in Wien. CXII. IIa. Februar 1904.

erzeugen ein schwaches Leuchten, die Spule *s* allein wirkt durch den Stanniolschirm gar nicht, indes die ganze in nebenstehender Figur geschilderte Anordnung einen schönen Thomsonschen Ring giebt.

Lässt man die Ringe *c* und *d* weg und versucht durch einen eingeschmolzenen Platindraht *e* das Gas mittels einer grossen Influenzmaschine zu ionisieren, so tritt keine Lichterscheinung auf. Es ist die kräftige und im richtigen Momente wechselnd einsetzende Ionisierung durch rasche Impedanzentladung notwendig.

Darum versagt auch die Anordnung, wo man ohne Stanniolschirm den Durchmesser *s* der Spule bedeutend grösser wählt als den Durchmesser des Vakuumgefässes.

Kompliziert wird aber die Erscheinung noch durch die direkte magnetische Wirkung der Spule, die jedenfalls auch einen wichtigen Anteil an der Art der Lichterscheinung hat.

Man bringe eine 8 cm lange und 6 cm weite Röhre in das homogene Feld eines starken Elektromagneten; die Kraftlinien verlaufen parallel der Röhrenachse. Aussen umschliessen die Glasröhre 2 Kupferringe in 2 cm Entfernung voneinander; auf diese wird durch Leitungsdrähte das Potential vom Anfang und Ende des (weit entfernten) Schwingungskreises übertragen. Auf diese Weise ist dasselbe variable elektrische Feld in der Röhre vorhanden, welches sonst im Vereine mit der Schwingung den Ring hervorbrachte. Es werden hier die Berührungsstellen des Glases mit den Kupferringen abwechselnd positiv und negativ geladen, und die elektrostatischen Entladungen gehen in das Innere der Röhre hinein und ionisieren die Luft. Dadurch wird die Röhre rötlich leuchtend; tritt nun der Elektromagnet in Tätigkeit, so werden die elektrischen Ströme, die gegen die Mitte hin- und zurückliefen, von den konstanten magnetischen Kräften gegen den Rand des Gefässes gedrängt, der axiale Teil der Luft wird ganz dunkel, und längs des Glases scheint eine intensivere Entladung stattzufinden, welche der Form eines Ringes sehr nahe kommt. Bedenkt man, dass für den Ringstrom in seiner eigentlichen Gestalt die magnetische Wirkung auf die elektrische Entladung in regelmässigen Phasen folgt, so kann ein wohl abgegrenzter Ring in dieser Weise auch ohne Induktionswirkung nur durch magnetisch abgelenkte Entladungen ganz gut zum Vorschein kommen.

Der elektrodenlose Ringstrom J. J. Thomsons kommt also in folgender Weise zustande:

1. Durch Impedanz entsteht zwischen Anfang und Ende der Spule eine grosse hin- und herschwankende Potentialdifferenz; schon dadurch wird neben der starken Ionisierung des Gases ein Hin- und Herströmen der Elektrizität im Vakuum bewirkt.

2. Diese Lichterscheinung wird durch die magnetischen Kräfte der Spule gegen den Rand hingedrängt.

3. Wahrscheinlich findet nun auch noch eine weitere Steigerung des Lichtphänomens durch die eigentlichen Induktionsströme statt, welche aber nur in besonders stark ionisierten Gasen auftreten können.

Dass letzteres eine notwendige Vorbedingung, zeigt auch die jüngst erschienene Arbeit von Härdén.[1])

1) Diese Zeitschr. 5, 75, 1904.

(Eingegangen 16. Februar 1904.)

Poincarés Preisarbeit von 1889/90 und Gyldéns Forschung über das Problem der drei Körper in ihren Ergebnissen für die Astronomie.[1])

Von Hugo Buchholz.

Der Vortrag, welchen Herr Schwarzschild auf der letzten Naturforscherversammlung in Kassel über Himmelsmechanik gehalten hat, giebt mir die Veranlassung, sowohl um des verstorbenen Astronomen Hugo Gyldén wie um der wissenschaftlichen Wahrheit willen gegen diese, von Herrn Schwarzschild vor einer grossen Versammlung gegebene und dadurch in weitesten Kreisen von neuem und mit Nachdruck verbreitete Darstellung eines wissenschaftlichen Sachverhaltes aufzutreten.

Indem ich auf den in Frage stehenden Vortrag selbst verweise, führe ich hier, zwar ausser dem Zusammenhang, den indes für sich deutlichen Satz[2]) an, in dem Herrn Schwarzschilds Darstellung ihren, übrigens auch sonst noch zum Ausdruck gelangenden Gipfelpunkt findet: „Als

1) Historisch-kritische Erläuterungen zu Herrn Schwarzschilds historischem Referat über Himmelsmechanik auf der Naturforscherversammlung in Kassel am 24. September 1903.

2) Den „Verhandlungen d. G. d. N. u. Ä. 75. Versammlung zu Kassel, 20.—26. September 1903" entnommen, S. 106. (Die Sperrungen rühren von mir her). —

man Ende der achtziger Jahre diesen Punkt erreicht hatte, war es in der That eine weit verbreitete Meinung, dass man ausser der schon durch die klassische Himmelsmechanik im wesentlichen erledigten praktischen Frage, nun auch die ideale hinreichend beantwortet habe, dass das Vielkörperproblem im Grunde gelöst sei. Aber zum dritten Male hat die fortschreitende Wissenschaft ihr Verdikt ausgesprochen. In dem Augenblick als man das Gebäude der klassischen Himmelsmechanik mit der schimmernden Spitze des Stabilitätsbeweises krönen wollte, zeigte sich ein klaffender Riss in den Fundamenten. Poincaré wies 1890 nach, dass die Reihen alter und neuer Art, mit denen die Astronomen arbeiten, in gewissem Grade sinnlos, weil divergent sind etc." —

Gegen diese Behauptung Herrn Schwarzschilds, dass auf Grund von Poincarés Beweis die in der Astronomie jetzt existierenden Methoden — die Gyldénsche einbegriffen — (denn unter die Forschungen „Ende der achziger Jahre" gehören bekanntlich in erster Linie diejenigen Gyldéns) auf divergente und nicht auf konvergente Entwickelungen führten, ist die folgende Auseinandersetzung und Klarstellung gerichtet. Durch ein in Anbetracht des Raumes hier nur kurzgefasstes Referat, durch Litteraturbelege und Wiedergabe von Gyldéns eigenen, am Schluss der von ihm erlangten Resultate ausgesprochenen Worten will ich zeigen, dass Gyldén im Gegenteil eine Methode hinterlassen hat, welche ermöglicht, die Störungen für die grossen Planeten — was das Wesentliche ist, — ebenso aber auch diejenigen einer beträchtlichen Anzahl kleiner Planeten, durch konvergente, und keineswegs durch divergente Näherungen zu berechnen. Ich will in Kürze darlegen, wie Gyldén im Jahre 1891 und 1892 die länger schon von ihm besessenen Resultate veröffentlichte, mit denen er hinausging und einen positiven Fortschritt machte über die für die Astronomie rein negativen Resultate jener von Poincaré unter besonderen Verhaltnissen durchgeführten Untersuchungen seiner Preisarbeit vom Jahre 1890. Das ist die Arbeit Poincarés, die Herr Schwarzschild vor der Versammlung deutscher Naturforscher in Kassel als das „Verdikt" vom Jahre 1890 bezeichnet hat. —

Es sei betont, dass sich die folgende Klarstellung im übrigen nicht weiter gegen Herrn Schwarzschild richtet. Sie soll und kann der Natur der Sache nach in erster Linie nur eine Auseinandersetzung mit Gyldéns alten Gegnern sein, deren einer über die Theorie des Verstorbenen ja auch unlängst wieder in der schroffsten Weise absprach, indem er sogar vor weiterer Verwendung derselben warnte[1]), zu dessen Referenten sich nun Herr Schwarzschild auf der deutschen Naturforscherversammlung gemacht hat.

Zunächst müssen zur Orientierung des Lesers einige historische Bemerkungen über die zuvor erwähnten Hauptarbeiten Gyldéns und Poincarés über das Problem der drei Körper vorangehen. Denn diese Arbeiten waren Konkurrenzarbeiten, oder hätten es doch sein sollen, besser gesagt: Gyldéns Arbeit richtete sich gegen die im Hinblick auf die Astronomie gänzlich negativen Resultate derjenigen Poincarés. Als Schüler Gyldéns bin ich durch häufigen Aufenthalt in Stockholm und meine Studien mit den historischen Verhältnissen ebensowohl, wie mit den wissenschaftlichen Fragen genügend vertraut, um hierüber einen Bericht geben und Herrn Schwarzschilds historischem Referat über Himmelsmechanik entgegensetzen zu können. Unter den obwaltenden Umständen halte ich mich zu einer solchen Klarstellung im Interesse Gyldéns für verpflichtet. —

Im Jahre 1889 wurde eine Arbeit Poincarés über das Problem der drei Körper durch den offiziellen Preisrichter[2]) in Stockholm, den Chef-Redakteur der Acta mathematica, Mittag Leffler, mit dem von S. M. Oscar II. König von Schweden gestifteten Preis von zehntausend Kronen gekrönt. Diese Arbeit ist:

„Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique par H. Poincaré. Mémoire couronné du prix de S. M. le roi Oscar II. le 21. janvier 1889. Avec des Notes par l'auteur."

Die gekrönte Arbeit wurde in den Acta mathematica vollständig gedruckt vom 29. April 1889 bis 13. November 1889 (wie die Seitenimprimata des Exemplares zeigen); ihre offizielle Ausgabe wurde jedoch im letzten Moment noch vermieden, nachdem sogar schon broschierte Separate (so eines an Gyldén) vom Chef-Redakteur der Acta mathematica in Stockholm versandt worden waren. Denn man ward erst jetzt, just nach Ablauf der zwölften Stunde, auf einen Fehler in der Preisarbeit aufmerksam, der sich nicht mehr durch Zusätze nachträglich etwa berichtigen und noch verbessern liess, sondern die Grundlagen der gekrönten Arbeit derart berührte, dass er ihre Ausgabe unmöglich machte.

1) Man vergleiche das Vorwort zu meiner Abhandlung: H. Buchholz, Die Gyldénsche horistische Integrationsmethode des Problems der drei Körper und ihre Konvergenz. Nova Acta, Abh. der Kaiserl. Leop. Carol. deutschen Akademie der Naturforscher Band 81, Nr. 3, S. 129 bis 209.

2) Dass Mittag Leffler allein — nicht aber auch Weierstrass — die Verantwortung für die Entscheidung des Preisgerichtes trägt, hat er selbst zugegeben. (cf. Acta math. Tome XIII. Avant Propos pag. VII.)

An Stelle dieser Arbeit veröffentlichten die Acta mathematica — ein Jahr später — eine zweite Arbeit Poincarés von fast völlig gleichem Titel, aber verändertem Inhalt. Diese zweite Arbeit, welche die verfehlte Preisarbeit ersetzen musste, ist:

„Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique par H. Poincaré. Mémoire couronné du prix de S. M. le roi Oscar II. le 21. janvier 1889."

Ist gedruckt vom 28. April 1890 bis 21. Oktober 1890 (wie man wiederum aus den Seitenimprimaten im Band XIII der Acta mathematica ersieht).

Während beide Arbeiten als Tome XIII Nr. 1 und 2 der Acta mathematica gedruckt wurden, gelangte nur die zweite Arbeit in Band XIII der Acta mathematica, wie man im Titelblatt liest, als das „Mémoire couronné du prix de S. M. le roi Oscar II. le 21. janvier 1889" zur wirklichen Ausgabe!

Ein seiner Zeit vom „Rédacteur en chef" der Acta mathematica versandtes, broschiertes Exemplar der ursprünglichen Preisarbeit Poincarés, das von mir persönlich eingesehen wurde, dem auch die oben mitgeteilten Datum der Seitenimprimate entnommen sind, befindet sich in Sicherheit. — Hiermit vergleiche man die Erklärungen Poincarés in seiner „Introtuktion" zur edierten — „Preisarbeit" Acta mathematica Tome XIII pag. 5.

Diese zwei Preisarbeiten Poincarés waren es, die Gyldén zur Veröffentlichung seiner:

„Nouvelles recherches sur les séries employées dans les théories des planètes. Acta mathematica, Tome XV 1891; 65 und Tome XVII 1892" veranlassten. Gyldén nämlich, der seine horistische Integrationsmethode und in derselben ein Verfahren, die Störungen für das System der grossen Planeten durch konvergente Näherungen zu berechnen, zu jener Zeit bereits besass, diese komplizierte Methode indes in verständlicherem Zusammenhang erst in ihrer Anwendung auf die grossen Planeten im dritten Bande seines Hauptwerkes: „Traité analytique des orbites absolues des huit planètes principales" mitzuteilen beabsichtigte, sah sich durch das Geschehene damals schon zu ihrer Veröffentlichung gedrängt. Anderenfalls hätte er ja stillschweigend darein gewilligt, dass es bei den, nun zwar nicht mehr unrichtigen, auch mathematisch recht interessanten, jedoch im Hinblick auf die Astronomie nur mehr gänzlich negativen Ergebnissen der eilends verfassten, zweiten, „gekrönten" Arbeit Poincarés über das Fundamentalproblem der Astronomie sein Bewenden habe! —

Durch die zweite „Preisarbeit" Poincarés mit ihren astronomisch negativen Ergebnissen also wurde Gyldén zur Abfassung seines prinzipiell bedeutsamsten, aber auch am schwersten verständlich geschriebenen Werkes, den „Nouvelles recherches" veranlasst. Indessen haben dieselben nicht verhindert, dass durch jene „Krönung" in weitesten Kreisen der Glaube verbreitet ward, und, wie es scheint zum herrschenden geworden ist: der grundlegenden, der normierenden Erkenntnis auf dem Gebiet des Problems der drei Körper sei der verdiente Lorbeer bei dem internationalen Preis und Wettbewerb gereicht worden. Dies die Geschichte der „Nouvelles recherches." durch die Gyldén der natürlichen Entwickelung vorauseilte. Er schrieb dies Werk ohne die astronomischen Beziehungen der zu behandelnden Differentialgleichungen des näheren anzudeuten, mit Weglassung schwierigster Zwischenrechnungen und Bindeglieder der Betrachtung, nur die mathematischen Hauptgesichtspunkte, unter häufiger unausgesprochener Bezugnahme auf seine früheren grossen und komplizierten Arbeiten in den Hauptumrissen skizzierend. Denn er hatte den astronomisch gänzlich negativen Ergebnissen der zweiten „Preisarbeit" Poincarés, wie wir nun zeigen werden, ein positives entgegenzusetzen, das für die Astronomie wirklich verwertbar war. —

Soviel historisch über die wichtigste und grösste Arbeit, die Poincaré über das Problem der drei Körper verfasst hat, die Herr Schwarzschild vor der Versammlung deutscher Naturforscher in Kassel als „Verdikt" ausgab. Dass sie in Wahrheit kein „Vere dictum" für die Astronomie ist, soll jetzt bewiesen werden.

Bereits Herr Charlier hat auf der Naturforscherversammlung in Kassel gegen die Behauptungen Herrn Schwarzschilds: Poincaré habe durch seine Preisarbeit vom Jahre 1890 das „Verdikt der Divergenz" über die von den Astronomen gebräuchlichen Methoden beweisend ausgesprochen, kurzen und energischen — allerdings nicht im Hinblick auf Gyldén begründeten — Widerspruch erhoben. Die Worte[1]) des schwedischen Astronomen sind so zutreffend, dass ich mir nicht versagen kann, sie hier noch einmal anzuführen. Herr Charlier sagte: „Herr Schwarzschild behauptet, Poincaré habe bewiesen, dass die bekannte Form $\Sigma A \cos (nt + \alpha)$ für die Koordinaten der gestörten Körper nicht möglich sei: das ist nicht richtig, Poincaré hat so etwas nicht

1) Diese Zeitschr. 4, 792, 1903. (Die Sperrungen rühren von mir her).

bewiesen, sondern sein Divergenzbeweis macht ganz bestimmte Voraussetzungen für die Form der Koeffizienten, dass nämlich die Koeffizienten A nach Potenzen der Masse entwickelt sind; in diesem Falle, hat er bewiesen, ist die Lösung nicht möglich. Aber es ist nicht unmöglich, dass die wahre Lösung des Problems der drei Körper doch von dieser Form sein kann. — In diesem Zusammenhang möchte ich auch auf einen anderen Punkt aufmerksam machen. Herr Schwarzschild erwähnt eine Äusserung von Poincaré, die ich sehr unglücklich finde, nämlich die Reihen der Störungstheorie seien halbkonvergent etc." —

Nach den zuvor gemachten historischen Bemerkungen wird es verständlich sein, wie Poincaré zu „seinem Divergenzbeweis unter ganz bestimmten Voraussetzungen", wie Herr Charlier denselben so richtig bezeichnet hat, gelangte: derselbe ist in Wahrheit nichts anderes als das „Verdikt" über die eigene verfehlte Preisarbeit vom Jahr zuvor! —

Dagegen hat Gyldén in den Nouvelles recherches eine Methode hinterlassen, welche in der That die Störungen im System der grossen Planeten durch konvergente Näherungen berechnen lässt. Indem hinsichtlich des Details auf dieses, Gyldéns prinzipiell bedeutsamstes Werk verwiesen werden muss, soll über die wesentlichsten Punkte, zwar in grösster Kürze, doch einiges hier referiert werden. Den sich für das Detail Interessierenden verweise ich vor allem auf Gyldéns eigene Werke, ferner noch auf die über Gyldéns Theorie in den letzten Jahren von mir verfassten Abhandlungen.[1])

Der grundverschiedene Standpunkt, welchen Gyldéns Forschung und Poincarés „Preisarbeit" zum Problem der drei Körper einnehmen, wird am treffendsten durch die folgenden Worte Gyldéns in den Nouvelles recherches charakterisiert, die uns schon darauf hinweisen, dass Gyldén astronomisch über das Ergebnis der zweiten Preisarbeit hinausgeht. — Auf S. 275 der Nouvelles recherches sagt Gyldén: „Bedenkt man, dass ein einzelner Koeffizient $\varkappa_n$, der durch die Gleichung gegeben ist:

$$\varkappa_n = \frac{\gamma_n}{\vartheta_n + \frac{3}{4}\beta_3 H}$$

sein Zeichen ändert, ohne durch die Nullstelle oder durch Unendlich zu gehen, falls obige Gleichung gleiche Wurzeln hat, und beachtet ferner, dass es eine unendliche Anzahl negativer ϑ_n-Werte giebt, welche nahezu der Bedingung gleicher Wurzeln entsprechen und diese Bedingung streng erfüllen würden, wenn die willkürliche Konstante $\varkappa$ nur eine äusserst kleine Änderung erführe, so ergiebt sich der Schluss, dass die verschiedenen $\varkappa_n$ keine eindeutigen Funktionen der Integrationskonstanten sind. Dies Resultat kann man mit anderen Worten auch so ausdrücken, dass eine unendliche Anzahl von $\varkappa_n$ nicht nach Potenzen von $\Delta\varkappa$ entwickelt werden kann, wie klein der Zuwachs von $\varkappa_n$ auch immer sei. Das steht im Einklang mit dem Theorem, welches die Wissenschaft Poincarés Genie verdankt, das der grosse Mathematiker so ausdrückt: „Das Problem der drei Körper lässt keine anderen eindeutigen Integrale zu, als diejenigen der lebendigen Kraft und der Flächen." **Nichtsdestoweniger** kann man, wenn die arbiträren Konstanten bestimmt sind und geeignete Werte haben, — abgesehen von dem höchst seltenen, sogenannten assymptotischen Fall — eine numerische Lösung erhalten, **welche die Koordinaten eines Planeten durch gleichförmig konvergente trigonometrische Reihen ausdrückt** . . . und man kann hieraus (d. h. aus den auf S. 276 und zuvor gemachten Darlegungen) schliessen, **dass man den Grad der Annäherung so weit treiben kann wie man will, derart, dass der vernachlässigte Rest kleiner als eine gegebene Grösse wird."** —

Zunächst ist offenbar die Grundvoraussetzung, wenn man durch approximative Integration der Gyldénschen Differentialgleichungen zu konvergenten Näherungen gelangen will, die, dass die Koeffizienten der rechten Seiten der zu integrierenden Differentialgleichungen, die bei Anwendung auf einen beliebigen Fall in periodischen Aggregaten bestehen, selbst eine konvergente Folge bilden. Das aber setzt eine Entwickelung der Derivierten der Störungsfunktion in konvergenter Form voraus. Bekanntlich ist aber bewiesen, dass schon Leverriers Entwickelung der Störungsfunktion, erst recht diejenige Gyldéns, für Werte der Exzentrizität bis ca. $^2/_{10}$, also für die grossen Planeten, (und ebenso für eine beträchtliche Anzahl der kleinen Planeten), in

1) H. Buchholz, Untersuchung der Bewegung vom Typus $^2/_3$ im Problem der drei Körper und der Hilda-Lücke im System der kleinen Planeten auf Grund der Gyldénschen Störungstheorie. Erster Teil. Denkschriften der math.-naturw. Klasse der Akademie der Wissenschaften in Wien, Band 72, S. 310—473; H. Buchholz, Die Gyldénsche horistische Integrationsmethode des Problems der drei Körper und ihre Konvergenz. Nova Acta, Abh. der Kaiserl. Leop. Carol. deutschen Akademie der Naturforscher Band 81, Nr. 3, S. 129 bis 206; dass die in dieser Abhandlung gemachten kurzen Mitteilungen über den Radiusvektor durch Gyldéns eigene Darstellung in den Nouvelles Recherches zu ersetzen sind, darauf habe ich inzwischen selbst hingewiesen. H. Buchholz, Fortgesetzte Untersuchung der Bewegung vom Typus $^2/_3$ im Problem der drei Körper auf Grund der Gyldénschen Störungstheorie. Von der Akademie zum Druck bereits angenommen wird im 76. Bande der Wiener Denkschriften erscheinen. Man vergleiche speziell die Einleitung zu dieser Abhandlung.

der That konvergent ist, indem auch für Merkur, dessen Exzentrizität $^2/_{10}$ um ein geringes übersteigt, die Konvergenz der Entwickelung gewahrt bleibt. Die erste Grundvoraussetzung, um überhaupt ein Integrationsverfahren einleiten zu können, das, wenn selbst konvergent, nicht doch, — infolge einer divergenten Entwickelung der zu integrierenden Differentialgleichung — auf divergente Entwickelungen führt, ist also bei Gyldén erfüllt. —

Was nun die Integration der Differentialgleichungen, zunächst diejenige des Radiusvektor betrifft, so muss ich hinsichtlich des mathematischen Details, wie gesagt, hier selbstverständlich auf Gyldéns Nouvelles recherches verweisen, bezüglich des Radiusvektor ausser auf § 1 bis 4, besonders auf § 7. Trotzdem will ich hier aus Gyldéns Orbites absolues (vgl. S. 33, 497 und 555), aus den Hilfstafeln (vgl. S. VIII) und aus den Nouvelles recherches (vgl. S. 7 etc., S. 199 etc.) ein kurzgefasstes Resumé zusammenstellen, derart dass ich in diesem Falle (des Radiusvektor) ausschliesslich Gyldéns eigene Worte wiedergebe, die wenigstens einigermassen zeigen werden, wie Gyldén für den Radiusvektor in der That zu konvergenten Entwickelungen gelangt. Dem Einzelnen bleibt es hierbei überlassen, sich über die Richtigkeit von Gyldéns Resultaten selbst zu orientieren.

Gyldén sagt: „Die Differentialgleichung zweiter Ordnung, deren Integration den Radiusvektor ergiebt, ist äusserst kompliziert, wenigstens wenn man die Glieder höheren als des ersten Grades nicht vernachlässigt. Doch ist es nicht gestattet, die Glieder höheren Grades einfach fortzulassen, um so die vorliegende Gleichung auf eine lineare Differentialgleichung zurückzuführen; man muss im Gegenteil gleich von vornherein gewisse Glieder dritten Grades mitnehmen, denn sonst kann das Integrationsresultat in divergenter Form auftreten."

„Wenn man nämlich die successiven Näherungen mit der Integration einer linearen Differentialgleichung, oder, was auf dasselbe hinausläuft, eines Systems linearer Differentialgleichungen beginnt, so wird man nicht immer zu befriedigenden Resultaten gelangen. Und auch wenn man, vom Integrationsresultat eines solchen Systems ausgehend, die successiven Näherungen in konsequenter Weise fortsetzt, so wird man früher oder später doch auf divergente Entwickelungen verfallen. Hingegen ist es anders, wenn man mit der Integration eines Systems von Gleichungen beginnt, deren jede vom dritten Grad ist; dann kann man — von gewissen Ausnahmefällen abgesehen — diese Gleichungen auf solche von linearer und horistischer Form transformieren, durch deren Integration man zu dem wirklichen Approximationsresultat gelangt. Und wenn man einmal im Besitz eines solchen Resultates ist, so wird man durch successives Weitergehen die Ausdrücke der gesuchten Grössen mit einem beliebig grossen Grad von Genauigkeit erlangen."

„Werden die Koeffizienten der „diastematischen Ungleichheiten" mit k_i und die „diastematischen Koeffizienten" mit $\varkappa_i$ bezeichnet, und seinen λ_i und σ_i, die diesen Ungleichheiten zugehörigen „linearen Integrationsdivisoren", H die „horistische Funktion", so hat man auch:

$$\varkappa_i = \frac{\gamma_i}{\sigma_i + \beta_1 + \beta_3 H}\,; \quad k_i = \frac{B_i}{\lambda_i + \beta_1 + \beta_3 H}$$

Hier sind die γ_i, B_i, σ_i sowie β_1 und β_3 jedenfalls Grössen, die mit der störenden Masse verschwinden, die λ_i hingegen sind von dieser Masse wesentlich unabhängig, können aber nichtsdestoweniger so kleine Werte erhalten, dass sie mit β_1 und β_3 vergleichbar werden.

Die horistische Funktion ist nun zunächst gegeben durch die Formel:

$$H = \tfrac{1}{2}(\varkappa^2 + \varkappa_1^2 + \varkappa_2^2 + \ldots) + \tfrac{1}{2}(k_1^2 + k_2^2 + k_3^2 + \ldots)$$

wo indessen $\varkappa$ nicht als durch die obige Formel gegeben gedacht wird, sondern als eine Integrationskonstante aufgefasst werden soll. Mit Rücksicht auf die vorstehenden Formeln kann der Ausdruck, welcher zur Bestimmung der horistischen Funktion dienen soll, auch wie folgt geschrieben werden (den vollständigeren Ausdruck vgl. N. R. § 8, 1):

$$2H = \varkappa^2 + \frac{\gamma_1^2}{(\sigma_1 + \beta_1 + \beta_3 H)^2} + \frac{\gamma_2^2}{(\sigma_2 + \beta_1 + \beta_3 H)^2} + \ldots + \frac{B_1^2}{(\lambda_1 + \beta_1 + \beta_3 H)^2} + \frac{B_2^2}{(\lambda_2 + \beta_1 + \beta_3 H)^2} + \ldots$$

Die Funktion H ist ihrer Natur nach eine endliche und stets positive Grösse, vorausgesetzt jedoch, dass die Reihen, durch die sie ursprünglich gegeben wurde, konvergieren. Aus der zuletzt abgeleiteten Gleichung findet man indessen immer einen endlichen, reellen und positiven Wert und demzufolge schliesst man umgekehrt auf die Konvergenz der zuerst angeführten Reihen. Dass es immer eine reelle und positive Wurzel der betreffenden Gleichung giebt, habe ich an verschiedenen Stellen dargethan (N. R. § 7, 2; O. A. 34); man übersieht übrigens unmittelbar, dass es sich so verhalten muss, wenn man die unendlichen Reihen, aus denen die Gleichung zusammengesetzt ist, an beliebigen, aber hinlänglich entfernten Stellen abbricht. Es entsteht nämlich alsdann eine

endliche algebraische Gleichung ungraden Grades, aus welcher immer ein reeller und positiver Wert der Grösse H hervorgehen muss. Zugleich ist aber ersichtlich, dass die Maximalwerte der Koeffizienten $\varkappa_i$ und k_i durch die Ausdrücke:

$$\varkappa_i = 2\sqrt[i]{\frac{\gamma_i}{\beta_3}};\ k_i = 2\sqrt[i]{\frac{B_i}{\beta_3}}$$

gegeben sind. Da wir nun vorausgesetzt haben, dass sowohl die γ_i als auch die B_i wie Glieder von Potenzreihen abnehmen, so folgt aus den angesetzten Ausdrücken, dass auch die Folgen der $\varkappa_i$ und der k_i wie solche Glieder abnehmen*. Es folgt hieraus, dass die $\varkappa_i^2$ und die k_i^2 früher oder später so klein werden, dass man sie bei der Ermittelung des Wertes der Funktion H vernachlässigen darf. Man schliesst übrigens aus dem Gesagten, dass die unendlichen Reihen der $\varkappa_i$ und k_i konvergent sind*."

„*Diese Schlussfolgerung, die, wie man bemerkt, nicht ganz allgemein gültig ist, beschränkt sich wie folgt:

Fassen wir nochmals die Gleichung für den Radiusvektor (O. A. S. 33) ins Auge und sei:

$$\gamma_n = p_n \varepsilon^n.$$

Setzen wir ferner voraus, dass die Reihe:

$$\gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2 + \ldots$$

konvergent sei für alle Werte von ε zwischen $\varepsilon = 0$ und einer oberen Grenze $\varepsilon = \varepsilon_0$ und nehmen an, dass ε_0 kleiner sei als die Einheit; dann kann man annehmen, dass die Koeffizienten p_n immer wachsen, derart dass:

$$\sum \frac{p_n}{p_0} \cdot \sum \sqrt[n]{\frac{p_n}{p_0}}$$

ist. Man schliesst daraus, dass die Reihe:

$$\sum \sqrt[n]{p_n \varepsilon^n} = \sum \sqrt[n]{\gamma_n}$$

konvergent ist, vorausgesetzt nur, dass:

$$\sqrt[n]{\varepsilon} < \varepsilon_0$$

ist, eine Bedingung, die indes in der Theorie der grossen Planeten erfüllt ist. In der That ist der Modul ε eine Grösse der zweiten Ordnung bezüglich der diastematischen und anastematischen Koeffizienten, und deshalb hat man in der Theorie der Hauptplaneten immer einen Wert von $\varepsilon^{2/3}$, der klein genug ist, um die Konvergenz der kritischen Glieder zu verbürgen, die im zweiten Glied der Gleichung für den Radiusvektor auftreten." —

Diese kurzen Litteraturnachweise werden an dieser Stelle genügen, um zu bekräftigen, dass Gyldén die Differentialgleichung für den Radiusvektor in der That in einer Weise behandelt, die auf konvergente Näherungen führt, dass es eine sachlich nicht begründete Behauptung ist: Poincaré habe durch seine Preisarbeit vom Jahre 1890 das „Verdikt" der Divergenz auch über Gyldéns Forschung ausgesprochen.

Was die Integration der Differentialgleichung für die Zeitreduktion betrifft, so habe ich die fundamentalen Untersuchungen des § 6 der Gyldénschen Nouvelles recherches, (die zuerst nachgeprüft zu haben, wie schon früher von mir erwähnt, das Verdienst Herrn Backlunds ist), in vollem Zusammenhang unter genauer Rekonstruktion aller von Gyldén fortgelassenen komplizierten Zwischenrechnungen aus der Theorie der elliptischen Funktionen in Band 83 der Nova Acta veröffentlicht. Dieselben erwiesen sich als vollständig richtig. Gyldén beschliesst seine Untersuchung mit den Worten (vgl. N. R. S. 199):

„Die vorstehend ausgeführten Transformationen haben in der Schlussgleichung zu einigen Gliedern besonderer Art geführt, nämlich zu Gliedern, die weder mit einer trigonometrischen Funktion der unabhängigen Variabeln multipliziert sind, noch mit irgend einer anderen Funktion dieser Variabeln, sondern die sich vielmehr aus zwei Faktoren zusammensetzen, von denen der eine eine Funktion der konstanten Koeffizienten ist, die im Ausdruck von y enthalten sind, der andere eine Funktion von y und der ersten Derivierten. Diese Glieder — ich nenne sie Glieder mit horistischem Faktor, oder kurz horistische Glieder (ὁριστικός begrenzend) — sind in der Theorie der Bewegung der Himmelskörper, wie leicht ersichtlich ist, von allergrösster Wichtigkeit. Denn das Vorhandensein dieser Glieder macht die Lösung der Differentialgleichung konvergent und bezüglich der numerischen Resultate begrenzt, während der Integrationsprozess ohne Rücksicht auf diese Glieder auf ein divergentes Resultat führen könnte." —

Somit glaube ich bewiesen zu haben, dass die von Herrn Schwarzschild vertretene Meinung, Poincaré habe mit jener zweiten „Preisarbeit" — vom Jahre 1890 — das „Verdikt" der Divergenz auch über die Gyldénsche Theorie gesprochen, einer Revision dringend bedürftig ist. Jedenfalls scheint es mir für Herrn Schwarzschild eine Pflicht zu sein, dass er, falls er seine in Kassel ausgesprochene Ansicht aufrecht halten wollte, den mathematischen Nachweis von der Unrichtigkeit oder Unzulänglichkeit der Gyldénschen Nouvelles recherches in strikter Form erbringt. So allgemein gehaltene Erwiderungen, wie er sie auf der Naturforscherversammlung in Kassel Herrn Charlier gab: „dass diese Reihen aber auch ohne Entwicke-

lung der Koeffizienten nach der Masse allgemein konvergieren sollten, halte ich für ausgeschlossen, da sie unmöglich alle beim Dreikörperproblem wirklich auftretenden Bahnformen darstellen können", scheinen mir nicht ausreichend, dem von ihm vertretenen harten Urteil als Stütze zu dienen. —

Inwieweit man Gyldéns Methode als eine „Lösung" des Störungsproblems zu betrachten hat, für welches ausser den schon bekannten weitere Integrale algebraischer Form nicht existieren, darüber mögen die Mathematiker auf Grund eingehenden Studiums von Gyldéns Theorie sich selbst ihr Urteil bilden. —

Halle a. S., im Februar 1904.

(Eingegangen 20. Februar 1904.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Über die Aufgaben und die Zukunft der philosophischen Fakultät.

Von F. Klein. [1])

Jahrzehnte hindurch durften wir uns an der Universität auf dem Boden gesicherter Tradition der Freude stiller Einzelarbeit hingeben. Aber die fortschreitende Zeit hat die Bedingungen, auf denen diese Thätigkeit ruhte, nachgerade vielfach geändert und Fragen der Neuordnung sind in den Vordergrund getreten. Es geschah dies zunächst allmählich, und es ist bei der abstrakten Art unserer gewohnten Thätigkeit nur natürlich, dass die immer stärker einsetzende Bewegung in Universitätskreisen zunächst nur teilweise Beachtung fand. Da kam die Wende des Jahrhunderts und brachte zwei Ereignisse, so durchgreifend und vielfach überraschend, dass auch der sonst Gleichgültige aufmerkte. Das eine Ereignis ist die Erteilung des Promotionsrechtes und anderer früher den Universitäten ausschliesslich vorbehaltener Ehren an die Technischen Hochschulen, das andere die weitgehende Durchbrechung des Monopols der humanistischen Gymnasien bei der Immatrikulation unserer Studenten. Die lateinlosen Oberrealschüler sind jetzt nicht nur bei allen Disziplinen der philosophischen Fakultät, sondern auch bei der juristischen Fakultät als vollimmatrikulierte Studierende zugelassen; den Realgymnasiasten aber sind darüber hinaus die lang umstrittenen Pforten der medizinischen Fakultät geöffnet! In Universitätskreisen empfindet man diese Änderungen der Zulassungsbedingungen, weil sie uns täglich entgegentreten und allerlei Schwierigkeiten zur Folge haben, besonders lebhaft. Trotzdem meine ich nicht zu irren, wenn ich die Gleichstellung der Technischen Hochschulen mit den Universitäten als die für unsere Korporation noch wesentlichere Massregel bezeichne. Denn das Ende der hiermit eingeleiteten Entwickelung ist gar nicht abzusehen. Einerseits treten an die Seite der Technischen Hochschulen immer neue höhere Bildungsanstalten, welche auf ihrem Gebiete dieselbe Selbständigkeit beanspruchen oder bald beanspruchen werden, wie jene, — ich erinnere nur an die Handelshochschulen —, andererseits aber bilden sich Organisationen, welche ausserhalb der Universität eine Weiterführung der auf der Universität erworbenen Fachbildung bezwecken; es genüge, an die Akademien für praktische Medizin zu erinnern, deren Gründung und Organisation eben die Öffentlichkeit beschäftigt.

Die Frage, wie sich die Universität zu all diesen Neuordnungen innerlich stellen soll, tritt unausweichlich in den Vordergrund und wird alle ihre Glieder in den nächsten Jahren vielfach beschäftigen. Ich werde hier dies Thema nicht in seiner Allgemeinheit behandeln, weil es zu weit führen würde und manches, was ich dann auszusprechen hätte, von anderer Seite neuerdings ohnehin vortrefflich gesagt ist.[1]) Vielmehr bitte ich Sie, hier die besonderen Fragen darlegen und erläutern zu dürfen, die uns infolge der angedeuteten allgemeinen Verhältnisse innerhalb der philosophischen Fakultät beschäftigen. Dabei rechne ich trotz der engeren Umgrenzung des Themas auf Ihre volle Teilnahme, — handelt es sich doch bei den Gegensätzen, die uns im engeren Kreise bewegen, schliesslich immer um die Frage nach der allgemeinen Aufgabe der Universität als solcher! Und auch die Voranstellung unserer besonderen Göttinger Verhältnisse bedeutet keine eigentliche Einschränkung, sondern nur die Belebung eines allgemeinen Gedankenganges durch individuelle Momente. Meinen Fakultätsgenossen aber, auch denjenigen, die durchaus anderer Ansicht sind als ich, wird es

1) Sachlicher Teil der zur Feier des Geburtstages Seiner Majestät des Kaisers und Königs am 27. Januar 1904 im Namen der Georg-August-Universität gehaltenen Rede.

1) Vgl. Waldeyer, über Aufgaben und Stellung unserer Universitäten seit der Neugründung des Deutschen Reiches, Berlin, Okt. 1898; Bernheim, die gefährdete Stellung unserer deutschen Universitäten, Greifswald, Mai 1899; Schanz, die neue Universität und die neue Mittelschule, Würzburg, Mai 1902; v. Escherich, Reformfragen unserer Universitäten, Wien, Okt. 1903. Vergl. auch F. Klein, Universität und Technische Hochschule, Düsseldorf, Sept. 1898 (Vortrag vor der Naturforscherversammlung).

vielleicht nicht unerwünscht sein, dass ich den Standpunkt, den ich als Mitglied der mathematisch - naturwissenschaftlichen Sparte den schwebenden Fragen gegenüber vertrete[1]), im Zusammenhange darlege und begründe.

Die Zugehörigkeit zur Sparte hat im vorliegenden Falle ja in der That eine wesentliche Bedeutung: die mathematisch-naturwissenschaftliche Abteilung der Fakultät erscheint von der modernen Entwickelung viel unmittelbarer betroffen als die philologisch-historische. Zunächst, wenn Sie wollen, im passiven Sinne: die Technischen Hochschulen sind unsere direkten Nachbarn, und die Studierenden, welche kein humanistisches Gymnasium durchgemacht haben, kamen zuerst und kommen noch immer in ihrer grossen Mehrzahl zu uns! Andererseits aber haben wir uns im Zusammenhange mit der Zeitströmung im letzten Jahrzehnt gerade hier in Göttingen einer besonderen günstigen Entwickelung zu erfreuen gehabt. Ich will hier nur an die neuen Institute erinnern, die uns zugewachsen sind: an die Neueinrichtungen für physikalische Chemie und Elektrochemie, für angewandte Physik und angewandte Mathematik, für Geophysik, für anorganische Chemie und für landwirtschaftliche Bakteriologie.[2]) Im Zusammenhang damit hat sich die Zahl unserer Lehrstühle beträchtlich vermehrt und die Zusammensetzung unserer Studentenschaft ist eine entsprechend vielseitigere geworden. Die philologisch-historische Sparte hat diesen Erweiterungen nichts ähnliches an die Seite zu stellen, es müsste denn die Einrichtung des Versicherungsseminars sein, die aber weniger aus den allgemeinen Bedingungen der Sparte als aus der Berührung mit der Entwickelung der mathematischen Fächer hervorgegangen sein dürfte. Kein Wunder, dass sich zwischen den beiden Sparten in mancherlei Beziehung ein verstärkter Gegensatz herangebildet hat und dass die Frage der Trennung der philosophischen Fakultät wieder in den Vordergrund gerückt ist. Vor Dezennien, als die Neuentwickelung der mathematisch - naturwissenschaftlichen Disziplinen mächtig einsetzte und ihre Vertreter sich durch die philologisch-historische Tradition der Fakultät unbillig eingeengt glaubten, da wurde von ihrer Seite der Ruf nach Trennung laut, und es sind ja damals auch in Süddeutschland mehrfach besondere mathematisch-naturwissenschaftliche Fakultäten eingerichtet worden. Jetzt ist dieser Ruf bei uns umgekehrt im Kreise der philologisch-historischen Sparte mit leidenschaftlicher Stärke hervorgetreten. Die mathematisch-naturwissenschaftliche Sparte, — so argumentiert man —, sei dem naturwissenschaftlich-technischen Realismus, der von dem Humanismus früherer Zeiten endgültig wegführe, widerstandslos verfallen; die philologisch-historische Hälfte habe demgegenüber vor allem die Aufgabe, auf ihrem Gebiete die alte Tradition aufrecht zu erhalten, und müsse sich, weil es auf andere Art nicht zu machen sei, isolieren. Nun hat zwar die Mehrheit der Fakultät, zu der auch eine beträchtliche Zahl von Mitgliedern der philologisch-historischen Sparte gehört, alle in dieser Richtung gehenden Anträge bisher abgewiesen. Aber eigentlich ausgetragen ist der Widerstreit noch nicht, und Ausführungen über die Aufgaben und die Zukunft der philosophischen Fakultät, wie ich sie hier beabsichtige, entbehren also nicht des unmittelbar praktischen Hintergrundes.

Vor allen Dingen wünsche ich zu sagen, wie meine Freunde die Entwickelung der mathematisch-naturwissenschaftlichen Sparte selbst ansehen, auf welches Ziel wir dabei klar hinarbeiten. Kein Zweifel, wir stehen der modernen Zeitströmung, mit der wir auf alle Weise Fühlung suchen, nicht feindlich gegenüber. Vielmehr betrachten wir sie im ganzen als etwas Gutes, als eine Folge von etwas sogar sehr Erfreulichem, nämlich der immer weitergehenden Ausbreitung und Differenzierung der geistigen Kultur. Wir mögen es ja bedauern, dass die Entwickelung zum Teil an den Universitäten vorbeigeführt hat (nicht ohne frühere Schuld der Universitäten selbst[1])). Aber wir würden es für sehr unklug halten, darum auf unserer Seite irgendwelche Empfindlichkeit oder Eifersüchtelei aufkommen zu lassen. Vielmehr heissen wir die Schwesteranstalten, die neben uns getreten sind, als Mitstrebende herzlich willkommen, indem wir bestrebt sind, im Kreise dieser Gemeinschaft diejenige besondere und gewiss hochwichtige Aufgabe zu erfüllen, die uns naturgemäss verbleibt, nämlich die Vermittelung des Alten mit dem Neuen, im positiven Sinne. Wir wollen an all dem vielen Guten festhalten, das uns die Tradition der Universitäten bietet: an der eindringenden theoretischen Forschung, dem Fluge der wissenschaftlichen Spekulation, dem

1) Die Bezeichnung „Sparte" für Abteilung oder Sektion ist vermutlich anderwärts kaum üblich; sie ist aber in unserer philosophischen Fakultät althergebracht und möge darum hier beibehalten werden.

2) Vergl. hierzu, was die mathematisch-physikalischen Fächer angeht: „Über angewandte Mathematik und Physik in ihrer Bedeutung für den Unterricht an den höheren Schulen. Vorträge, gehalten in Göttingen, Ostern 1900, bei Gelegenheit des Ferienkurses für Oberlehrer der Mathematik und Physik. Gesammelt von F. Klein und E. Riecke. Leipzig 1900" (ausführliches Referat in dieser Zeitschrift **2**, 13, 1900), wie auch die von der Direktion des mathematisch-physikalischen Seminars Ostern 1903 herausgegebenen „Ratschläge und Erläuterungen für die Studierenden der Mathematik und Physik an der Göttinger Universität".

1) Die entscheidenden Ereignisse fallen in die 60er Jahre des vorigen Jahrhunderts; von Universitätsseiten hat man sich damals durchaus gegen die Angliederung technischer Fakultäten erklärt.

von praktischen Nebenrücksichten abgelösten Experimente, dem Sinn für geschichtliche Entwickelung. Aber diese Fähigkeiten sollen sich in einem gegen früher wesentlich erweiterten Kreise bewähren, der ihnen nicht nur neue Anregungen in Hülle und Fülle liefert, sondern ihnen auch weitausgreifende Bedeutung für die fortschreitende Kulturentwickelung sichert! — Dabei betrachten wir, was wir bisher erreichten, nur als einen Ansatz, der der ferneren Entwickelung namentlich im intensiven Sinne dringend bedarf. Die Entfremdung zwischen reiner und angewandter oder zwischen alter und neuer Wissenschaft, die wir überwinden müssen, besteht nicht nur in Deutschland, sondern in allen Kulturländern seit Jahrzehnten; man muss sich nicht vorstellen, dass dieselbe durch einen ersten Anlauf bereits beseitigt sei. Vielmehr werden lange Jahre unablässiger und vielfach auch undankbarer Arbeit erforderlich sein. Ich könnte Ihnen davon reden, wieweit jetzt unsere Beziehungen zu den Ingenieuren gediehen sind, welche Erfolge wir zu verzeichnen haben und welche besonderen Schwierigkeiten dabei hervorgetreten sind. Besonders gern würde ich Ihnen von dem wichtigen Problem der zweckmässigen Ausbildung unserer Lehramtskandidaten sprechen, bei welcher in Anbetracht der begrenzten Aufnahmefähigkeit des Einzelnen die Forderungen der theoretischen Wissenschaft und diejenigen des späteren Berufs vielfach einander entgegenlaufen und ein abschliessender Kompromiss noch nicht gefunden ist. Doch ich darf Sie hier nicht mit Einzelheiten aufhalten. Das Wesentliche ist, dass Sie die allgemeine Art unserer Bestrebungen verstehen, die ich hier zusammenfassend zwar als durchaus fortschrittlich, aber keineswegs radikal, als praktisch mit den gegebenen Verhältnissen rechnend, aber in keiner Weise utilitarisch bezeichnen möchte. Die verschiedenen Teile der Wissenschaft sollen, indem sie gleichmässig nebeneinander, aber aufeinander bezogen zur Entwickelung kommen, sich zu einem umfassenden Ganzen zusammenschliessen; — ich könnte, wenn Sie einen bestimmten Namen haben wollen, hierfür das Wort Universalismus vorschlagen.

Gestatten Sie mir nun, in entsprechender Weise einiges wenige über die Aufgaben der philologisch-historischen Sparte zu sagen, wie ich sie zu verstehen glaube. Es besteht ja in unseren Kreisen eine gewisse Scheu, über den Bereich des eigenen Faches hinauszugreifen, und man muss fast um Entschuldigung bitten, wenn man es gelegentlich doch thut. Diese Scheu ist berechtigt, sobald Spezialkenntnisse in Betracht kommen, sie wäre aber wohl nur der Deckmantel bequemer Lässigkeit, wenn wir uns durch sie von der Erörterung der grossen allgemeinen Fragen abhalten lassen wollten. Ich möchte zunächst sagen, dass ich bei den Vertretern speziell der klassischen Disziplinen eine gewisse Verstimmtheit über den Lauf der modernen Entwickelung durchaus verstehe. Es wird Ihnen zugemutet, nicht nur auf frühere Vorrechte zu verzichten, sondern alte Denkgewohnheiten abzustreifen. Aber wir haben doch alle gelernt, dass wir bei der praktischen Arbeit nicht Stimmungen folgen sollen, sondern ruhige Erwägung gelten lassen müssen. Es ist doch sehr bemerkenswert, dass der Grundsatz der Gleichwertigkeit der verschiedenen Arten höherer Schulen, von denen die neue preussische Schulreform ausgeht, zuerst von klassischen Philologen strengster Observanz verfochten worden ist, die mitten in der Schulpraxis stehen.[1]) Lassen Sie mich ferner daran erinnern, dass sich im Betrieb der klassischen Studien im Laufe der letzten Dezennien eine wesentliche Änderung durchgesetzt hat. Die frühere einseitig literarisch-ästhetische Auffassung ist durch eine allgemeinere abgelöst, welche alle Potenzen des vielgestaltigen Lebens nebeneinander in Betracht zieht. Und damit erscheint das klassische Altertum nicht mehr als eine in sich abgeschlossene Periode von unvergleichlicher Vollkommenheit, sondern gleich anderen Zeiten als eine Reihenfolge von Entwickelungsstufen. Ich darf endlich bemerken, dass das 19. Jahrhundert Ihrer Sparte durch das Einsetzen der germanistischen und romanistischen Studien bereits wesentliche Erweiterungen im modernen Sinne gebracht hat. Und diese Erweiterungen sind, ganz wie wir es bei der mathematisch-naturwissenschaftlichen Sparte anstreben, nicht etwa eine prinzipielle Negierung des Hergebrachten, sondern nur ein neues Anwendungsgebiet der an dem alten Stoff gewonnenen wissenschaftlichen Grundsätze und Fähigkeiten. Aus den hiermit angedeuteten Überlegungen aber scheint sich im Hinblick auf die uns heute umgebenden Verhältnisse mit Notwendigkeit ein Programm für die Zukunft Ihrer Sparte zu ergeben, das von den Tendenzen der Separation und der Abschliessung nach aussen hin, wie sie von anderer Seite empfohlen werden, allerdings wesentlich verschieden ist. Durch die Entwickelung der modernen Kultur sind ausserordentlich viele wichtige Probleme in den Vordergrund gestellt, die in Ihren Bereich unmittelbar hineinspielen, aber seither in denselben noch nicht aufgenommen sind; lassen Sie mich nur darauf verweisen, wie nahe uns jetzt das fernste Ausland gerückt ist. Die Aufgabe wäre, dass Ihre Sparte sich der Gesamtheit der uns hier entgegengetragenen Interessen öff-

1) In erster Linie ist hier P. Cauer (Düsseldorf) zu nennen.

net und sie auf dem Boden zuverlässiger wissenschaftlicher Studien verankert.[1]) Das aber würde heissen, dass Sie der modernen Zeit gegenüber genau in demselben Sinne Stellung nehmen sollen, wie wir selbst. Und es ist mir kein Zweifel, dass Ihr Erfolg dann mindestens derselbe sein würde, wie der unsere. Denn die Fragestellungen, mit denen Sie sich beschäftigen, liegen schliesslich doch den allgemein-menschlichen Interessen näher als die unseren und sind, was die praktische Wichtigkeit angeht, weil sie das Verständnis fremder Kulturen und Nationen vermitteln, den unseren mindestens gleichwertig.[2]) Ich führe auch gern an, dass ein Vorgehen in der hiermit empfohlenen Richtung für uns in Göttingen eine Wiederaufnahme der besten Traditionen des 18. Jahrhunderts bedeuten würde. Im übrigen würde eine so wesentliche Erweiterung der Aufgaben selbstverständlich nicht ohne entsprechende Vermehrung der Professuren und der Unterrichtsmittel abgehen und diese wird sich nur durch zähen Verfolg des einmal gefassten Planes erreichen lassen. Die praktischen Schwierigkeiten, die hierbei entstehen mögen, schätze ich nach den Erfahrungen bei der mathematisch-naturwissenschaftlichen Sparte keineswegs gering ein; ich kann daraus aber nur schliessen, dass es ausserordentlich wichtig wäre, möglichst bald einen Anfang zu machen. Es ist gewiss hier nicht meine Sache, in dieser Hinsicht bestimmte Einzelvorschläge zu formulieren. Nehmen Sie aber als sicher, dass die mathematisch-naturwissenschaftliche Sparte, soviel an ihr ist, eine Entwickelung Ihrer Studien nach der genannten Richtung hin in lebhaftester Weise unterstützen würde, so wie wir ja auch vor 10 Jahren bei der Reorganisation der Gesellschaft der Wissenschaften nicht ohne Erfolg zu Ihren Gunsten eingetreten sind![3])

Bei der Gesellschaft der Wissenschaften ist damals im Gegensatz zu den Gewohnheiten der anderen Akademien an dem Grundsatze festgehalten worden, der sich in den früheren kleineren Verhältnissen bewährt hatte, dass nämlich die wissenschaftlichen Verhandlungen der beiden Klassen gemeinsam statthaben. Die grosse Bedeutung, welche diese Bestimmung für die Arbeiten der einzelnen Klasse hat, ist seitdem wohl Jedermann zu Bewusstsein gekommen: der Vergleich der beiderseitigen Leistungen spornt an und die Erweiterung des Gesichtskreises hebt empor; zudem ist durch den erweiterten Kreis eine verstärkte Sicherheit dafür geschaffen, dass persönliche Beziehungen oder auch subjektive Anschauungen über sachliche Erwägungen kein Übergewicht erlangen. Genau die gleichen Erwägungen sprechen für Aufrechterhaltung der Einheit der Fakultät. Die mathematisch-naturwissenschaftliche Sparte, isoliert gedacht, würde der Gefahr eines einseitigen Opportunismus auf die Dauer vielleicht nicht immer gewachsen sein. Bei der philologisch-historischen Sparte könnte umgekehrt das Bewusstsein traditionellen Besitzes zu bequemer Selbstgenügsamkeit verleiten. Vereint werden wir uns gegenseitig korrigieren und auf dem richtigen Wege erhalten. Es giebt aber noch andere ethische Momente, welche die Einheit der Fakultät als notwendig erscheinen lassen. Eine unserer vornehmsten Aufgaben ist zweifellos, der theoretischen Forschung über den Interessenbereich bestimmter Berufe hinaus an der Universität eine Heimstätte zu gewähren. Nur die einheitliche Fakultät wird dieser Aufgabe nach aussen hin das erforderliche Schwergewicht erteilen können. Oder soll ich von der besonderen Aufgabe sprechen, die uns in beiden Sparten gemeinsam ist, der Aufgabe der Lehrerbildung? Ich würde es für ein grosses Unglück halten, wenn der Gegensatz zwischen den mathematisch-naturwissenschaftlichen und den philologisch-historischen Fächern an der Schule durch die Organisation der Universität noch verschärft würde. Im Gegenteil, wir sollten daran arbeiten, den abgehenden Kandidaten ein lebhaftes Bewusstsein von der Gemeinsamkeit ihrer Aufgabe auf den Weg zu geben. Schliesslich aber giebt nur die einheitliche philosophische Fakultät den richtigen Hintergrund für die proklamierte Gleichwertigkeit der verschiedenen Arten höherer Schulen.

Absichtlich habe ich soweit die wissenschaftlichen Momente, welche die Einheit der Fakultät zu fordern scheinen, noch nicht berührt. Dieselben würden für sich entscheiden; ich stehe

1) Unter diesem Gesichtspunkte treten im jetzigen Bestande unserer Fakultät u. a. folgende Lücken hervor: Wir haben keinen Lehrstuhl für slawische Sprachen, (insbes. für Russisch). Die Vertretung der ostasiatischen Sprachen, die s. Z. in die Wege geleitet war, ist nie effektiv geworden. Bei den geschichtlichen Fächern kann in der Hauptsache nur der mitteleuropäische Kulturkreis berührt werden; Entwickelungen von grösster Wichtigkeit, wie die Ausbreitung der angelsächsischen Rasse ausserhalb Europas, bleiben notgedrungen so gut wie unberücksichtigt. Bei den Staatswissenschaften fehlt z. Z. eine selbständige Vertretung der Volkswirtschaftskunde und der Welthandelswirtschaft, deren wir uns doch vor einigen Jahren erfreuen durften etc. etc.

2) Man sollte also glauben, dass es für die sprachlichen, historischen, staatswissenschaftlichen Fächer nicht schwierig sein möchte, in ähnlicher Weise Unterstützung auch von privater Seite zu finden, wie uns dies neuerdings für die mathematisch-naturwissenschaftlichen Gebiete nach verschiedenen Richtungen gelungen ist.

3) Die Gesellschaft der Wissenschaften zählte vor ihrer im Jahre 1893 erfolgten Reorganisation drei Klassen, eine mathematische (6 Mitgl.), eine naturwissenschaftliche (9 Mitgl.) und eine philologisch-historische (9 Mitgl.) Die Grundlage für die Reorganisation war, dass sich die beiden erstgenannten Klassen zu einer einzigen von 15 Mitgliedern vereinigten und gleichzeitig die Mitgliederzahl der philologisch-historischen Klasse auf 15 gesteigert wurde. Die entscheidende Anregung hierzu ist damals von den mathematisch-naturwissenschaftlichen Kreisen ausgegangen.

nicht an, den Wunsch nach Spaltung der Fakultät vom Standpunkte der theoretischen Wissenschaft als nicht mehr zeitgemäss zu bezeichnen. Die moderne Wissenschaft hat sich in den letzten Jahren fortschreitend vom einseitigen Spezialismus abgewandt: man richtet alle Kraft darauf, gestützt auf die erworbene Kenntnis der Einzelheiten, das eigene Fach so allseitig zu erfassen, wie möglich, und also auch die Verbindungen mit den Nachbarfächern klar zu legen und gangbar zu machen. Diese universalistische Tendenz hat bei allen Gebieten gleichzeitig eingesetzt und macht keineswegs Halt vor den Grenzen der Sparte. Soll ich die Vertreter der klassischen Sprachen an ein rasch berühmt gewordenes griechisches Lesebuch erinnern, das dem genannten Streben auf seinem Gebiete einen glänzenden Ausdruck verleiht?[1]) Ich möchte hinzufügen, dass innerhalb meines eigenen Faches, der Mathematik, die Dinge nicht anders stehen. Es ist bekannt genug, dass wir in den letzten Jahren die Interessengemeinschaft, die uns mit den Naturwissenschaften und ihren Anwendungen verbindet, mit besonderem Nachdruck neu hervorgekehrt haben. Aber in denselben Jahren sind bei uns auch die historische und die philosophische Auffassung in neuer Weise zur Entwickelung gelangt und das Verständnis z. B. für die grundlegende Bedeutung der griechischen Mathematik ist zur Zeit lebendiger als je.[2]) Charakteristisch ist doch auch, dass die Leiter des grossen wissenschaftlichen Kongresses, der im Herbste des Jahres in Saint-Louis stattfinden soll, die „Vereinheitlichung der Wissenschaft und die Wechselbeziehungen ihrer verschiedenen Disziplinen" (the unification and mutual relations of the sciences) geradezu in den Mittelpunkt ihres Programms gerückt haben. Fürwahr, nicht die Spaltung der philosophischen Fakultät als des Inbegriffs der verschiedenen Gebiete des theoretischen Wissens, sondern ihre Abrundung unter Angliederung aller seither noch abgetrennt existierender, zu diesem Inbegriff gehöriger Teile wäre ein zeitgemässes Unternehmen. Jedenfalls kann nur in der einheitlichen Fakultät dasjenige Fach allseitig gedeihen, dem sie ihren Namen verdankt und dem wir alle eine zentrale Stellung bewahren möchten, die Philosophie. Überhaupt scheint die übliche Unterscheidung der theoretischen Wissenschaften in philologisch-historische und mathematisch-naturwissenschaftliche mehr Zufälligkeiten der historischen Entwickelung als prinzipiellen Überlegungen entsprungen zu sein. Das Programm für Saint-Louis enthält eine ganz andere Einteilung, die ich der allgemeinen Aufmerksamkeit dringend empfehlen möchte: Philosophie und Mathematik werden als „normative" Wissenschaften vorangestellt, — dann folgen, nebeneinander geordnet, die historischen und die Naturwissenschaften, — endlich machen die „Geisteswissenschaften" (mental sciences), nämlich Psychologie und Soziologie (Ethnographie etc.), den Schluss.

[1]) Griechisches Lesebuch von U. v. Wilamowitz-Möllendorff. Berlin 1902.

[2]) Nämlich vermöge der modernen Untersuchungen über die Grundlagen der Mathematik, speziell die Axiome der Geometrie.

Dies etwa, hochgeehrte Anwesende, sind die Auffassungen von den Aufgaben unserer Fakultät, die ich Ihnen heute vorführen wollte. Es ist die Sorge um die Zukunft unserer Institution, die mich zur Wahl meines Themas veranlasst hat. Dabei habe ich absichtlich von praktischen Dingen, die für das Fakultätsleben durchaus wichtig sind: wie man in der grossen und immer wachsenden Fakultät die Geschäfte ordnen soll, damit der Zusammenhang bestehen bleibt und doch keine Überbürdung der Mitglieder entsteht, nicht gesprochen. Das sind Einzelheiten, über die man sich leicht einigen wird, sobald die Grundauffassung feststeht. Im übrigen würde ich es schon als einen willkommenen Erfolg meiner Ausführungen begrüssen, wenn sie zu einer entsprechenden Darlegung anders gerichteter Auffassungen Anlass geben sollten. Ich hoffe auch zuversichtlich, dass durch solche Klarstellung der in unseren Kreisen bestehenden Gegensätze keine persönlichen Differenzen geschaffen werden. Vielmehr wird dabei hervortreten, dass wir bei unseren Meinungsverschiedenheiten doch thatsächlich immer von einer gemeinsamen Grundlage ausgehen, dass wir nämlich alle unsere Arbeiten und Mühen von vornherein immer auf den Fortschritt des Ganzen beziehen.

(Eingegangen 20. Februar 1904.)

REFERATE.

Elektrotechnik.

Besorgt von Prof. Dr. H. Th. Simon.

Fr. Heusler, W. Stark u. E. Haupt, Über die ferromagnetischen Eigenschaften von Legierungen unmagnetischer Metalle. 8°. 64 Seiten mit 13 Figuren und 3 Kurventafeln. Marburg, 1904. N. G. Elwertsche Verlagsbuchhandlung.

In einer Einleitung zu vorliegender Arbeit von E. Haupt finden wir eine Zusammenstellung der bisherigen Erfahrungen über die magnetischen Eigenschaften der Elemente und Legierungen. Interessant ist im Hinblick auf die

Heuslerschen Entdeckungen das Verhalten von *Al*, *Mn* und *Cu*. *Al* und *Mn* sind schwach paramagnetisch, *Cu* diamagnetisch.

Die Magnetisierung von *Fe* nimmt mit wachsendem *C*-Gehalt ab, ähnlich wirken *W*, *Mo*, *Mn*, *Al* und *Ni*. *Fe* + 12 Proz. *Mn* + 1 Proz. *C* ist unmagnetisierbar, ebenso Stahl mit 25 Proz. *Ni*, obgleich *Ni* stark magnetisierbar ist. Auch *Ni*—*Co*-Legierungen sind unmagnetisierbar. Im allgemeinen sind aber Legierungen schwächer magnetisierbar als ihre Komponenten. Die Koerzitivkraft des *Fe* wird durch andere Metalle, speziell *W* und *Mo*, erhöht.

Temperaturen sind von grossem Einfluss auf Magnetisierung und Hysteresis. Beide verschwinden bei genügender Temperaturerhöhung um erst bei niederer Temperatur wieder aufzutreten.

Der erste Teil der eigentlichen Arbeit ist von Heusler. Er fand bei Bearbeitung einer *Mn*—*Sn*-Legierung, dass diese an dem zufällig magnetischen Werkzeug hängen blieb. Die Auflösung der Legierung in *Cu* zeigte ebenfalls magnetische Eigenschaften. Das *Sn* wurde dann vorteilhaft durch *Al* ersetzt. Das gleiche Verhalten zeigen die Metalle der *As*-Gruppe sowie *B*. Ein unmagnetisches Gemenge von gepulvertem *Sb* mit 4 Teilen *Mn* lässt sich schon durch Glühen im Reagenzglase in eine magnetisierbare Form überführen. Dieses lässt sich als hübscher Vorlesungsversuch ausführen. Auch kann das erhaltene magnetische Pulver zur Demonstration von Kraftlinien vorteilhaft verwendet werden.

Merkwürdigerweise zeigen die Metalloide *P*, *C* und *Si* keine Analogie mit diesen ihnen nahestehenden Metallen.

Ein selbst bis zu 1,2 Proz. *Fe* enthaltendes *Mn*—*Cu* erwies sich als unmagnetisch. An kupferreichen *Mn*—*Al*-Bronzen wurde ein grosser Einfluss der Temperatur erkannt. Ein Anlassen auf etwa 150^0 erhöhte die Magnetisierbarkeit, während ein weiteres Erhitzen auf 200^0 sie wieder verschlechtern konnte. Es existiert also ein Temperaturoptimum für den magnetischen Zustand der Bronzen. Die Legierung, die auf ein Atom *Al* ein Atom *Mn* enthält, erwies sich als am vorteilhaftesten. Bei *Cu*-freien *Mn*—*Al*-Legierungen scheint die Magnetisierbarkeit von zufälligen Verunreinigungen stark abzuhängen. Sie wurde schon früher von Hogg bemerkt, der eine *Al*-Ferromangan-Legierung als stark magnetisch erkannte.

Durch einen Zusatz von *Pb* verlor eine 16 Proz. *Mn* und 8 Proz. *Al* enthaltende Bronze schon bei 70^0 ihre magnetischen Eigenschaften, die beim Erkalten zurückkehrten.

Der zweite Teil der Arbeit von W. Stark und E. Haupt giebt eine tabellarische Zusammenstellung der Messresultate. Die Messungen wurden an *Mn*—*Cu*, *Mn*—*Al*—*Cu*, *Mn*—*Al*—*Cu*+*Pb* und *Mn*—*Sn*—*Cu* ausgeführt. Es wurde der Prozentgehalt stark variiert, und der Einfluss der Temperatur ausführlich bestimmt.

Der dritte Teil von den gleichen Verfassern enthält die physikalischen Methoden der Untersuchung. Die Messungen werden teils mit dem Magnetometer, teils mit der du-Boisschen Wage ausgeführt. Es wird eine ziemlich ausführliche Theorie des Magnetometers gegeben.

Die Bedeutung der vorliegenden Arbeit für die Theorie ist unverkennbar. Das *Fe* verliert neben dieser Fülle magnetischer Legierungen die Sonderstellung, die es bisher mit seinen zwei Verwandten, dem *Ni* und *Co*, einnahm. Die Variationsfähigkeit des Experimentes wird es vielleicht erlauben, weitere Schlüsse über die Bedingungen der Magnetisierbarkeit zu ziehen, und uns der Erkennung des Zusammenhanges von Magnetismus und molekularer Struktur näher führen.

Auch in praktischer Beziehung können diese Legierungen wertvoll werden, indem es vielleicht gelingen wird, eine für die Praxis höchst bedeutungsvolle hysteresisfreie magnetische Legierung herzustellen. Auch können diese Legierungen bei ihrer Abhängigkeit von der Temperatur etwa zur Konstruktion von Fernfeuermeldern Verwendung finden.

E. Madelung.

(Eingegangen 20. Januar 1904.)

BESPRECHUNGEN.

A. A. Michelson, Light waves and their uses. Chicago 1903. 8^0. 163 p. 108 Fig., 3farbige Tafeln.

Wenn ein Mann wie Michelson den Gang und die Ergebnisse seiner Untersuchungen in gemeinverständlicher Weise darlegt, alles ganz natürlich und fast mühelos erscheinen lässt, dann wird seine Darbietung berechtigtes Aufsehen erregen. Ich bedauere nur, dass mir die Zeit fehlt, das Werk unverzüglich ins Deutsche zu übertragen. Mit Bewunderung erkennt der Leser, wie es dem Menschengeist gegeben ist, auch das scheinbar Unerforschliche klarzulegen. Eine Kritik ist hier natürlich unpassend, jedoch sei mir gestattet, bezüglich eines einzigen Punktes eine Meinungsverschiedenheit festzustellen. Bezüglich der Messung von Planetendurchmessern berücksichtigt der Verfasser nicht den Unterschied, ob der Planet als beleuchtet oder selbstleuchtend (natürlich im Sinn der Beugungs-

theorie) aufzufassen sei, d. h. ob die einzelnen Stellen nur kohärentes oder nur interferenzunfähiges Licht aussenden. M. E., d. h. nach meinen bisherigen Berechnungen zu schliessen, müssten auch hier die Ergebnisse in beiden Fällen verschieden sein und stehen die Planeten zwischen diesen. Das Buch ist ein Gegenstück zu dem unlängst von mir rezensierten[1]) Manual of advanced optics von Prof. Mann, indem nämlich letzteres die theoretische Durcharbeitung und experimentelle Darbietung des ersteren für Hörsaal- bzw. Seminarzwecke besorgt. Ich kann mich mit einer Inhaltsangabe begnügen und möchte nur dem Leser in seinem eigenen Interesse nahelegen, selbst zuzulangen. Das Buch zerfällt in folgende Kapitel: Wellenbewegung und Interferenz; Vergleichung der Leistungsfähigkeit von Mikroskop, Teleskop und Interferometer; Anwendung von Interferenzmethoden auf die Messung von Abständen und Winkeln; desgl. auf die Spektroskopie; Lichtwellen und Einheit des Längenmasses; Analyse der Wirkung des Magnetismus auf Lichtwellen mittels des Interferometers und des Stufenspektroskops; Anwendung von Interferenzmethoden auf Astronomie; der Äther. Karl Strehl.

1) Diese Zeitschr. **4**, 724, 1903.

(Eingegangen 5. Januar 1904.)

Briefkasten.

An die Redaktion der Physikalischen Zeitschrift.

In Jahrg. **5**, 64, 1904, Ihrer geschätzten Zeitschrift lenkt Herr N. J. Kusnezow meine Aufmerksamkeit darauf hin, dass die Körnchen der Lepidopteraschuppen keine Chitin-Körnchen sind. Nach den Angaben von Hopkins, Griffiths, v. Linden und anderen müssen wir die Lepidopterafarbstoffe als Derivate der Harnsäure ansehen, sagt Herr Kusnezow.

Was die physiologisch-chemische Ursache der Entstehung der Lepidopterafärbung betrifft, so ist diese Frage als solche gewiss von grösster Wichtigkeit und dies will ich auch nicht bestreiten, doch möchte ich erstens die Meinung aussprechen, dass, meines Wissens (ich bin freilich kein Spezialist in diesem Fache) die Frage der chemischen Natur von dem Schuppenfarbstoffe noch nicht als entschieden angesehen werden kann. Z. B. finden wir in einer eingehenden Abhandlung über diesen Gegenstand von M. Gräfin von Linden (Pflügers Archiv für die Ges. Phys. B. 98, S. 84) folgendes: „Mit den von Hopkins und Griffiths untersuchten Pieridenpigmenten ist der Vanessenfarbstoff nicht identisch. Während der von den erwähnten Forschern beschriebene Farbstoff der Harnsäure nahe stehen soll, hat der Vanessenfarbstoff den Charakter eines Eiweisspigmentes, dessen färbende Komponente durch ihre Beziehungen zum Bilirubin und Urobilin einerseits, andererseits zum Chlorophyll und den Karotinen ein neues Glied darstellt in der Kette der pflanzlichen und tierischen Farbstoffe". Siehe auch S. 59, 60, 61, 66 u. a.

Zweitens will ich darauf hinweisen, dass nach der Vorstellung über optische Resonanz die chemische Natur der Farbstoffe nicht von wesentlichster Wichtigkeit (im physikalischen Sinne) ist. Herr R. Wood und ich haben gezeigt, dass man aus demselben Stoffe eine Schicht von beliebiger Farbe anfertigen kann, indem man diesen Stoff (z. B. Metall) fein zerstäubt. Was speziell die farbigen Pigmente betrifft, so haben sie vielleicht von selbst, ihrer chemischen Natur wegen, die Neigung, eine bestimmte Mikrostruktur, welche ihre Farbe bedingt, anzunehmen. Im physikalischen Sinne sind in erster Linie, für die Vorstellung über optische Resonanz, nur die geometrischen Verhältnisse der Körnchen und das sie umgebende Mittel wesentlich. Hier erlaube ich mir aus meiner Arbeit (Über optische Resonanz, als Ursache der selektiven Reflexion .... Kiew, 1903, 3. 99) folgendes zu citieren: „Zum Schluss könnte man noch fragen, ob die Körnchen auf den Lepidopteraschuppen von einem speziellen farbigen Pigmente oder von demselben Chitin gebildet sind ... dies ist aber im physikalischen Sinne ganz gleich; wenn die Sache (die Farbe) ihren Grund in der optischen Resonanz findet, wenn die Resonatoren „einer bestimmten Farbe" aus einem beliebigen Material gebildet werden können, wenn selbst die Farbe der Pigmente durch ihre Mikrostruktur bedingt ist und wenn diese Stoffe aus Resonatoren von einer bestimmten Dimension bestehen, so ist es für die Erklärung der physikalischen Ursache der Färbung der Lepidoptera unwesentlich, von welchem Material die Schuppenkörnchen gebildet sind; von Wichtigkeit ist es, dass wir mit Körnchen, mit Resonatoren zu thun haben."

Zum Schluss möchte ich dem geehrten Herrn Kusnezow für seine freundliche Bemerkung meinen Dank sprechen.

Kiew, Physik. Laborat. d. K. Universität, 31. Januar 1904.

J. Kossonogoff.

Berichtigungen.

Nachtrag zu meiner Arbeit[1]): Die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem elektromagnetischen Felde unterworfen ist.

Herr H. A. Lorentz giebt neuerdings (Versl. K. Akad. van Wet. 11, 305, 1903) eine Definition der Permeabilität durch das Verhalten rotierender Elektronen; man ist also nicht auf unmagnetisierbare Körper beschränkt, wie in meiner Abhandlung behauptet wurde, und findet für die Kraft auf homogene ungeladene Dielektrika

$$f_x = \frac{\varepsilon\mu - 1}{4\pi v} \frac{\partial}{\partial t}\left(E_y M_z - E_z M_y\right)$$

in genauer Übereinstimmung mit der von Herrn Cohn (l. c.) berechneten Kraft. R. Gans.

1) Diese Zeitschr. **5**, 162, 1904.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierten sich: Dr. Alfred Stock und Dr. Otto Diels in Berlin für Chemie, Ingenieur J. L. la Cour in Karlsruhe für Elektrotechnik, Dr. Wilhelm Strecker in Greifswald und Dr. Johannes Schroeder in Giessen für Chemie.

Es wurden berufen: Prof. Dr. Paul Behrend, org. Chemie, von Hohenheim an die technische Hochschule zu Danzig, Privatdozent der Chemie Dr. Erwin Rupp von Freiburg i. B. nach Marburg, Privatdozent der Physik Dr. Kann von Brünn als Lehrer an die Staatsgewerbeschule in Pilsen.

Es wurden ernannt: Dr. Friedrich Engel, ordentlicher Honorarprofessor der Mathematik in Leipzig als Ordinarius nach Greifswald, Privatdozent für Mathematik und Physik Prof. Dr. Joh. Schubert in Eberswalde zum Professor für Physik, Meteorologie und Geodäsie daselbst, Privatdocent Dr. K. Hopfgartner in Innsbruck zum Ordinarius für Chemie daselbst, Privatdozent Prof. Dr. K. Schaum in Marburg zum Extraordinarius für physikalische Chemie daselbst.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 8. | 15. April 1904. Redaktionsschluss für No. 9 am 20. April 1904. | 5. Jahrgang.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Methoden zur Vergrösserung der Senderenergie für drahtlose Telegraphie (sogen. Energieschaltung).

Von Ferdinand Braun.

Im Jahre 1898[1]) habe ich Anordnungen für den Sender der drahtlosen Telegraphie angegeben, welche man heute als gekoppelte Systeme bezeichnet. Die offene Strombahn des Senders wird nicht direkt, wie bei der damals üblichen Marconischaltung erregt, sondern steht in Verbindung mit einem als Energiereservoir dienenden „Schwingungskreis", der aus Kondensatoren mit eingeschalteter Selbstinduktion besteht. Ich habe für die Art, die Energie auf den Sender zu übertragen, die „Koppelung mit der Antenne" drei verschiedene Formen angegeben: 1. die als induktive Erregung bezeichnete (Fig. 1), 2. die sogen. direkte Schaltung

Fig. 1.

1) D. R.-P. 111578 vom 14. Oktober 1898; Engl. Patent No. 1862 vom 26. Jan. 1899, veröffentlicht den 27. Jan. 1900.

p_1

Fig. 2.

(Fig. 2) und 3. die Kombination beider (etwa wie in Fig. 3a, 3b und 4); alle drei Anordnungen[1]) kommen prinzipiell auf das gleiche hinaus.[2]) Sie unterscheiden sich nur durch die Beweglichkeit, welche sie in der Wahl des Koppelungsgrades lassen.

Fig. 3a.

Fig. 3b.

Fig 4.

1. Durch die praktischen Verhältnisse ist man an gewisse Zahlen für die Eigenschwingung des „Schwingungskreises" gebunden. Angenommen, diese solle (etwa bei gegebenem Sender) wesentlich konstant bleiben, so muss also das Produkt aus der Kapazität C der Kondensatoren in die Selbstinduktion p_1 des Schwingungskreises dieser Bedingung genügen.

Die für Ausstrahlung zur Verfügung stehende Energie ist $\frac{1}{2} CV^2$, wenn V das Potential bedeutet, auf welches die Flaschen geladen werden.

Diese Energie zu vergrössern, giebt es also theoretisch zwei Möglichkeiten: 1. Vergrösserung der Kapazität, 2. Vermehrung der Ladespannung (sofern von einem dauernden Nachschub von Energie auf prinzipiell anderen Wegen hier abgesehen wird). Beide Möglichkeiten sollen diskutiert werden:

1. Die Vergrösserung der Kapazität zwingt der Annahme gemäss zur gleichzeitigen Verkleinerung der Selbstinduktion p_1. Nun ist aber der Koppelungsgrad τ von Schwingungskreis und Sender bestimmt aus

$$p^2_{12} = \tau^2 \cdot p_1 \, p_2$$

wo p_1, wie angegeben, die Selbstinduktion des Schwingungskreises, p_2 diejenige der Antenne, p_{12} den gegenseitigen Induktionskoeffizienten beider bedeutet. Diese für unseren Fall nicht präzise Formel kann annähernd benutzt werden. Der Koppelungskoeffizient τ soll nicht unter einen gewissen Wert heruntergehen, da von ihm die Amplitudenvergrösserung des Potentiales (die nach M. Wien[1]) etwa bis auf das $\sqrt{p_2/p_1}$ fache getrieben werden kann) abhängt. Angenommen es sei, wie bei günstigster direkter Schaltung, $p_{12} = p_1$, so wird $p_1 = \tau^2 \cdot p_2$ und da p_2 im wesentlichen durch die ganze Senderlänge gegeben ist, so folgt, dass die Koppelung des ganzen Systemes abnimmt mit abnehmender Selbstinduktion des Schwingungskreises, d. h. man darf die Kapazität der Kondensatoren nicht beliebig vergrössern.

Dies ist aber nicht der einzige Grund. Zum theoretischen kommt ein praktischer hinzu, welcher darin besteht, dass man die Kapazitäten nicht vergrössern kann, ohne nicht auch gleichzeitig durch die Belegungen der Flaschen, vorzugsweise aber durch unvermeidliche Verbindungsleitungen Selbstinduktion in die Kondensatoren selber hineinzubringen. Diese zerstreute Selbstinduktion, welche für die Energieübertragung auf den Sender nicht ausgenutzt werden kann, wirkt hier wie der innere Widerstand eines galvanischen Elementes für dessen Stromausnutzung. Man erreicht hier wie dort bald eine Grenze, wo z. B. das Parallelschalten vieler kleiner Elemente nicht weiter führt.

1) Die erste Schaltung hat Marconi übernommen mit dem engl. Patent No. 7777, angemeldet 26. April 1900; die zweite mit dem engl. Patent No. 410, angemeldet 7. Januar 1901; die dritte ist noch frei.

2) J. Zenneck, diese Zeitschr. 4, 656, 1903.

1) M. Wien, Ann. d. Phys. (4), 8, 686, 1902.

2. Es bleibt also nur noch die Vergrösserung der Ladespannnung zur Verfügung. Wir wollen annehmen, dass technische Schwierigkeiten in der Erzeugung hinreichender Elektrizitätsmengen von beliebiger Spannung nicht vorlägen, so bleiben doch Schwierigkeiten, bedingt durch die elektrische Festigkeit der Isolatoren, sowohl des Inneren derselben wie deren Oberfläche. Das Dielektrikum wird entweder am Rande von den Funken überschlagen oder, wenn man die Oberflächenisolation durch Einbetten in flüssige Isolatoren möglichst vollkommen macht, sehr leicht durchgeschlagen. Und will man dies vermeiden, so kommt man wieder auf die grosse „innere Selbstinduktion" der Kondensatoren zurück.

Es liegt aber noch eine zweite Schwierigkeit vor. Die Erfahrung hat schon lange gelehrt, dass man die mit vergrösserter Ladespannung notwendig geforderte Funkenlänge nicht in nützlicher Weise beliebig vergrössern kann. Bei kleineren Kapazitäten erreicht der Energiekonsum im Funken bald einen hohen Wert; bei grösseren macht sich dies weniger schnell geltend, aber allgemein scheinen von einer gewissen Grenze ab mit zunehmenden Schlagweiten die Spannungen nicht mehr entsprechend stark zu wachsen.[1]) Und so kommt man auch hier wieder zu praktischen Grenzen.

2. Wesentlich diese Erwägungen waren es, welche mich schon im Jahre 1898 veranlassten nach Methoden zu suchen, die es gestatten sollten ohne Änderung der Schwingungszahl die für Ausstrahlung zur Verfügung stehende Energie zu steigern in der Art, dass ich die Ökonomie eines einzelnen Flaschenkreises beibehalten konnte.

Aus dieser Erwägung entstand damals die Schaltung[2]) Fig. 5 und 6. Hier sind eine Anzahl Kondensatorkreise von genau gleicher Schwingungszahl hintereinander verbunden. Der Sender läuft durch alle hindurch. Die Kondensatoren wurden in Serie geladen, wie die beigesetzten $\pm$ angeben. Die Energie der n Kapazitäten C ist:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{C}{n}\right)(nV)^2 = \frac{1}{2}\,n\,C\,V^2;$$

jeder einzelne Funke hat aber nur die der Teilpotentialdifferenz V entsprechende Dämpfung. Die induktive Verwendung zeigt Fig. 7. Eine Schaltung für weniger intensive aber dafür länger anhaltende Schwingungen des Senders ist Fig. 8. Die Funkenstrecken brauchen nicht genau gleich lang zu sein.

Fig. 5.

Fig. 6.

Fig. 7.

Fig. 8.

Schaltet man in einen der Kondensatorkreise einen grossen Ohmschen Widerstand (feuchten Bindfaden), so wird der Funke des betreffenden Kreises matt, während alle übrigen hell und schlagend bleiben. Die Anordnung verhält sich also so, als wenn jeder Kreis in sich ausschwingt. Ein ähnlicher Versuch zeigt aber, dass auch starke Ausgleichströmungen in den Verbindungsdrähten AB, $A_1\,B_1$ (Fig. 5) vor sich gehen.

Mit dieser Schaltung sind wiederholt Versuche auf den Strassburger Forts gemacht worden; mit induktiver Koppelung z. B. in Gemeinschaft mit Hauptmann v. Sigsfeld im Sommer 1901, fernere mit direkter und induk-

1) Versuche darüber sind im hiesigen Institut angestellt, sollen aber noch in anderer Richtung fortgesetzt werden.

2) D. R.-P. No. 109378 vom 26. Januar 1899. Eine wesentlich gleiche Anordnung nimmt mit Anspruch No. 2 eines engl. Patentes aus dem Jahre 1901 (vgl. Electrician 6. November 1903, S. 85) die Marconi-Gesellschaft für sich in Anspruch. Meine englische Anmeldung (No. 1862 vom 26. Januar 1899) ist dabei wohl übersehen worden.

tiver von meinen Assistenten Herren Brandes und Mandelstam im Sommer 1902.

3. Auf diese Anordnungen bin ich zurückgekommen im Herbst 1902, nachdem ich mir Methoden ausgebildet hatte, welche gestatten, Phasendifferenzen zwischen schnellen Schwingungen nachzuweisen und zu messen, ohne das zu prüfende System störend zu beeinflussen (vgl. § 6). Diese Versuche führten dazu, die Schwingungskreise fester unter sich zu koppeln; eine solche Koppelung, welche das gleichphasige Einsetzen der Funken unterstützt, liegt schon vor in der isochronen, das System Fig. 5—8 durchsetzenden Senderschwingung. Einige andere Koppelungsarten zeigen Fig. 9 und Fig. 10. In Fig. 9 stellt der aus passend dimensionierter Kapazität γ und Selbstinduktion p, in Fig. 10 der Kreis $\gamma f_1 B_1 A_2 f_2$ einen ‚Koppelungskreis' vor. Die in ihm auftretende Schwingung bewirkt mit Einsetzen von f_1 auch das zwangsweise von f_2. Eine andere Form ist Fig. 11. Die Kondensatoren liegen durch

Fig. 9.

Fig. 10.

Fig. 11.

die grossen Ohmschen oder induktiven Widerstände w_1 und w_2 hindurch für Ladung in Parallelschaltung; wird aber z. B. die Funkenstrecke $A_1 B_1$ überschlagen, so setzt, durch die „Koppelungsbögen" K_1 und K_2 veranlasst, zwangsweise auch der Funke $A_2 B_2$ ein; es lässt sich zeigen, dass dies phasengleich erfolgt, wenn K_1 und K_2 möglichst frei von Selbstinduktion sind (vgl. § 6). Durch Einfügen von Selbstinduktion in einen derselben lässt sich auch eine regulierbare Phasendifferenz erzeugen. Ich komme auf diese und ähnliche Anordnungen bei einer anderen Gelegenheit zurück und wende mich nun zu einer Reihe weiterer Dispositionen.

4. Einen Typus zeigt Fig. 12. Die Kondensatoren werden parallel geladen; dazu dienen wieder die Ohmschen oder induktiven Widerstände w_1, w_2 und w_3. Sobald einer der Funken einsetzt, setzen auch die anderen ein, und es schliesst sich der ganze Kreis; die grossen Ladewiderstände werden, wie bekannt, dann praktisch ausser Thätigkeit gesetzt.

Fig. 12.

Fig. 13.

Die Überlegung, aus der die Anordnung entstanden ist, liegt hier sehr einfach und klar. Seien Einfachheit halber alle Kapazitäten C und alle Selbstinduktionen p gleich angenommen; n Kapazitäten geben bei der Ladespannung V offenbar die Gesamtenergie $\frac{1}{2} n C V^2$. Die Schwingungsdauer dagegen ist aus Cp bestimmt, da beim Entladen die Kapazitäten als hintereinander geschaltet nur $\frac{1}{n} C$, die Selbstinduktionen aber aus demselben Grunde np repräsentieren. Die Schwingungsdauer ist also ebenso gross, als wenn wir einen Kondensator C durch eine Selbstinduktion p schlössen. Es ist aber auch die Funkendämpfung offenbar dieselbe. Wir können (Fig. 13) „Belegung $+A$, Funkenstrecke f_1, Selbstinduktion p, Belegung $-B$" als ein System für sich herausgreifen. Nennen wir dies ein Partialsystem. In ihm entlädt sich eine gewisse Elektrizitätsmenge von einer gewissen Potentialdifferenz V mit einer gewissen Schwingungszahl N durch eine Selbstinduktion p genau unter denselben Bedingungen wie in einem System (Einzelsystem), das wir erhalten, wenn wir die Belegungen $+A$ und $-B$ zu einem Kondensator der Kapazität C zusammenstellen. Wenn nicht noch ganz unvorhergesehene Eigentümlichkeiten des Funkens existierten, so musste auch der Funke sich verhalten wie im Einzelsystem — und der Versuch bestätigte es.

Ich habe mich davon in der verschiedensten Weise überzeugt; ich will nur eine anführen. Man kann z. B. wie Fig. 14 angiebt, auf drei in Resonanz gebrachten, künstlichen Sendern, in jedem einzelnen derselben gleichzeitig dieselben Wirkungen (Endspannungen,

Fig. 14.

Wärmewirkungen etc.) erhalten, wie aus dem einzelnen. Man arbeitet also mit derselben Ökonomie mit n Schwingungskreisen wie sie der einzelne besitzt; und dass keine nachweisbare Phasendifferenz vorhanden ist, lässt sich leicht in verschiedenen Arten zeigen.

Es ist klar, dass man induktiv in allen möglichen Schaltungen die Energie ausnutzen kann; für Serienschaltung zeigt es Fig. 15; man kann aber auch in direkter Schaltung n getrennte Senderdrähte erregen.

Fig. 15. Fig. 16.

Eine für letzteren Zweck bequemere Anordnung giebt Fig. 16.

Der grosse Vorteil dieser Anordnungen liegt darin, dass man die Energie vermehrt, indem man in Parallelschaltung mit kleinen Spannungen ladet, und erst bei der Entladung die Einzelteile sich hintereinander schalten. Es kommen auf die Weise keine benachbarte Partien auf Spannungsdifferenzen, welche über die praktisch leicht zu erreichenden Isolationsansprüche hinausgehen.

Es ist ferner klar, dass man, wenn aus Gründen, welcher Art auch immer, die Grenzen der Leistungsfähigkeit des Einzelsystems erreicht sind, man nun ohne Änderung der Schwingungszahl die Energie vergrössern kann.

---

5. Ich wende mich zu einem anderen Punkte. Die bisherigen Erfahrungen sprechen dafür, dass es für jedes System (z. B. eine gegebene Kapazität) einen günstigsten (vielleicht noch von Schwingungszahl und Dämpfung abhängigen) Wert der Funkenlänge giebt, d. h. einen solchen, für den der von der Gesamtenergie im Funken absorbierte Prozentsatz ein Minimum ist, derart also, dass sowohl oberhalb als unterhalb dieser Funkenlänge der prozentische Energieverbrauch zunimmt. Die Aufgabe ist nun die folgende: Man sei gezwungen mit grösseren Entladespannungen zu arbeiten, als der günstigen Funkenlänge entspricht, soll aber trotzdem den Energiekonsum im Funken auf diesem besprochenen Minimalwert halten.

Die hierfür benutzten Schaltungen gehen von folgender Erwägung aus: Wir kennen von der Natur des Funkens noch recht wenig. Aber trotzdem dürfen wir die Annahme machen, dass sein Verhalten bei sonst gleichen Umständen (wie Material der Elektroden, Belichtung etc.) eindeutig bestimmt ist aus dem elektrischen Feld vor der Entladung und demselben während der Entladung. Sofern nun das Feld vor der Entladung in erster Linie bestimmt ist durch die Potentialdifferenzen[1]) (und nur in sehr untergeordnetem Masse von deren sogenannten Absolutwerten, d. h. den gegen die Umgebung verlaufenden Kraftlinien) und während der Entladung durch die Strömung, sollten Funken von gleichem Verhalten (also gleichem Energiekonsum) entstehen, wenn man beide Bedingungen erfüllt.

Die Anordnung Fig. 17 genügt diesen Bedingungen: den gestellten Anfangsbedingungen unmittelbar, den Strömungsbedingungen nach

Fig. 17.

1) In aller Strenge wird dies erreicht, wenn eine Elektrode die andere vollständig umschliesst, wie ich dies schematisch in dem D. R.-P. vom 26. Januar 1899 angedeutet habe.

den vorherigen Erfahrungen aller Voraussicht nach. Es bedeuten w_1 und w_2 wieder grosse Widerstände; die Zahlen 3000, 2000, 1000, 0 bezeichnen beispielsweise angenommene Anfangspotentiale. Der Versuch bestätigte die Voraussicht.

Dieser Versuch wurde dann von Herrn Rendahl in meinem Institut umgeändert, wie Fig. 18 zeigt. Hier bewirken die kleinen

Fig. 18.

Hilfskondensatoren γ_1, γ_2 und γ_3 eine zweckmässige, den Funkenstrecken entsprechende Potentialverteilung, eine Anordnung, ähnlich der früher als „Kaskadenschaltung" bezeichneten, wie sie in der Technik für statische Voltmeter benutzt wird und wie ich sie gelegentlich für Eichung solcher Instrumente schon früher verwendet habe.[1]) Die Kapazität der kleinen „Spannungsverteiler" kommt für die Energie des ganzen Systems nicht in Betracht.

Um ihre Schwingungen ganz vom System abzuschalten, können noch grosse Ohmsche oder induktive Widerstände in die Zuleitungen von den Hilfskondensatoren zu den Funkenstrecken eingeschaltet werden.

Der Unterschied dieser Anordnung von Funkenstrecken gegenüber der Unterteilung einer grösseren Funkenstrecke durch eingeschobene isolierte Kugeln — die auch thatsächlich wertlos ist — braucht nicht hervorgehoben zu werden. Man kann durch die hier gegebene rationelle Teilung der Funkenstrecken grosse Spannungen ökonomisch ausnutzen. Die günstigste Partialspannungsdifferenz wird nach den Ergebnissen von Messungen, die im hiesigen Institut ausgeführt wurden, für Funkenkugeln üblicher Grösse bei etwa 15000 Volt (0,5 cm Funkenlänge) liegen.

6. Die Methode, Phasenverschiebungen zu messen, beruht darauf, dass man in zwei Sekundärspulen s_1 und s_2 bei möglichst loser Koppelung durch Induktion elektromotorische Kräfte erregt und eine Grösse misst, welche der aus beiden Einzelkräften resultierenden elektromotorischen Kraft proportional ist, wenn die Spulen s_1 und s_2 das eine Mal „hintereinander" und das andere Mal „gegeneinander"

1) F. Braun, Wied. Ann. **44**, 771, 1891.

geschaltet sind.[1]) Beide Komponenten sind vorher genau gleich zu machen. Man kann entweder mit Funkenlängen oder mit Wärmewirkungen messen. Sind die Funkenlängen für die beiden Fälle resp. f_1 und f_2, die Thermometerangaben T_1 und T_2, so ist (sofern die Thermometerangaben den Quadraten der Stromstärken proportional gesetzt werden dürfen) die Phasendifferenz φ gegeben aus

$$tg\,\frac{\varphi}{2} = \frac{f_2}{f_1} \text{ resp. } \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}.$$

Die Figuren 19 und 20 erläutern zwei Fälle (die Schwingungskreise sind zur Abwechslung in Hintereinanderladeschaltung verbunden).

Fig. 19.

Fig. 20.

In Figur 19 wird s_1 von p_1, s_2 von p_2 aus erregt. Der Messkreis ist durch den Kondensator γ und die Selbstinduktionen l_3 und l_4, die gleichzeitig zur Schwächung der Koppelung dienen, auf Resonanz gebracht. Man misst entweder mit dem Thermometer Th oder einer Funkenstrecke F, die dem Kondensator γ parallel gelegt ist. Die Zuleitungen zu ihr werden am besten nicht zu klein gewählt, um die Funkenlängen etwas zu vergrössern. Da man nicht auf

1) Vgl. einen Spezialfall davon: F. Braun, Ann. d. Phys. (4), **8**, 207, 1902.

streng quasistationäre Strömung (was man durch die Angaben des Thermometers *Th* an verschiedenen Stellen kontrollieren kann) wird rechnen dürfen, so ist auf möglichste Symmetrie in Bezug auf das Messinstrument zu achten. Die Induktionswirkungen von Teilen der Strombahn, welche man nicht wünscht, sind unangenehm und sehr zu beachten. Ebenso pflegen Umschalter, wenn auch von kleinen Dimensionen und aus Paraffin hergestellt, Störungen zu geben. Man berücksichtige bei der Prüfung der Gleichheit der Wirkungen auf resp. s_1 und s_2 diese Umstände, desgleichen, ob die Resonanzstellen in allen drei Fällen (s_1 resp. s_2 allein, $s_1 \pm s_2$) unverändert sind. Das Thermometer ist besser durch ein empfindlicheres Instrument zu ersetzen.

Die gleichen Bemerkungen gelten in noch erhöhtem Masse für die Anordnung nach Fig. 20. Hier ist im Sekundärkreis nahezu eine halbe Wellenlänge hergestellt. Man kann ganz ohne Kondensator in demselben arbeiten. Ein kleiner Kondensator γ ist aber zweckmässig; das Ganze wird nicht so empfindlich gegen undefinierte Kapazitätsänderungen.

Die Methoden geben trotz der besprochenen Schwierigkeiten immerhin Anhalte, und wenn man sich auf die Beantwortung passend gestellter Fragen beschränken kann, sogar gute Resultate. Ich habe wenigstens eine ganze Reihe von Ergebnissen, die mit schnellen Schwingungen (über 10^6) gewonnen waren, obschon die Messungen offenbar noch nicht ganz einwandfrei waren, mit Schwingungen geringerer Frequenz (etwa 10^4) unter Anwendung der Kathodenstrahlröhre verifiziert gefunden.

Bei den Schaltungen nach Fig. 12 und 15, wo es sich freilich um die einfachere Frage der Phasengleichheit handelte, gab z. B. die Prüfung eines Systems von vier Kondensatoren das Folgende. Zwei Spulen des zu prüfenden Systems wurden zur Induktion auf zwei Spulen s_1 und s_2 herangezogen. Es gab

$s_1 + s_2$: Funke = 3,6 mm; starke, helle Funken;
Thermometer = 170 *Sc*

$s_1 - s_2$: Funke: schwaches Fünkchen, von etwa 0,1 mm;
Thermometer kaum 1 *Sc*

Ebenso ausgesprochen zeigt sich, wenn die Koppelungsbogen K_1 und K_2 möglichst frei von Selbstinduktion sind, die Phasengleichheit für die Schaltung Fig. 19. Bei Hintereinanderschaltung von s_1 und s_2 ein lebhafter, knallender Funke von etwa 2 mm; bei Gegeneinanderschaltung ein kaum sichtbares mattes Fünkchen. Es kommt aber niemals vor, dass dazwischen auch nur ein einziges Mal ein lebhafter Funke erscheinen würde — ein Beweis, in welcher absolut sicheren Weise die sonst so launischen Funken voneinander abhängig gemacht sind Dieses schwankende unbestimmte Verhalten der Funken tritt sofort auf nach Entfernung eines Koppelungsbogens.

Strassburg i. Els., April 1904.

(Eingegangen 3. April 1904.)

Herstellung doppelt brechender Körper aus isotropen Bestandteilen.

Von Ferdinand Braun.

1. Die Erklärung der Doppelbrechung führt auf die Hypothese, dass nach drei zu einander senkrechten Richtungen entweder die Dichte oder die Elastizität oder endlich die Dielektrizitätskonstante verschiedene Werte hat. Wir reden nur von der letzteren Annahme. Man kann sich mit der prinzipiellen, experimentell verifizierten Forderung begnügen, oder aber man kann nach einer Anschauung für diese Annahme suchen. In der Auffassung des Dielektrikums als eines Gemenges von leitenden Partikelchen, die in ein nichtleitendes Medium eingebettet sind, hat Lampa rechnerisch zwei Hypothesen verfolgt; entweder[1]) er betrachtet die leitenden Partikelchen als Ellipsoide oder er denkt sich kugelförmige leitende Teilchen eingeordnet derart, dass die Zahl derselben pro Längeneinheit nach den drei verschiedenen Richtungen eine verschiedene ist.[2]) Es giebt noch eine andere Möglichkeit. Denkt man sich in einem isotropen Dielektrikum Teilchen eines anderen mit anderer, sagen wir, grösserer Dielektrizitätskonstante verteilt, welche isotrop, aber nach verschiedenen Richtungen verschieden ausgedehnt sind und, welche, Einfachheit halber, gleichmässig verteilt und parallel zu einander orientiert sein sollen, so entsteht gleichfalls ein Körper, welcher die Eigenschaften der Doppelbrechung unter gewissen Bedingungen zeigen muss. Diese Bedingung besteht darin, dass das Gemisch beider Dielektrika den in Betracht kommenden Wellen gegenüber sich wie ein homogener Körper verhält.

Ist diese Bedingung erfüllt, so können wir von drei verschiedenen Dielektrizitätskonstanten reden und werden, solange wir im Gebiete dieser Wellenlängen bleiben, auch experimentell nichts anderes nachweisen können.

Dieser Schluss ergibt sich ohne weiteres. Wir wollen Einfachheit halber annehmen, die Teilchen des zweiten Dielektrikums seien rechtwinklige Parallelepipeda. Denkt man sich ein einzelnes frei drehbar in einem homogenen elektrischen Feld (das im übrigen im Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstante 1 verlaufen soll),

1) A. Lampa, Wien. Ber. **104**, 2a, 681, 1179, 1895.
2) A. Lampa, Wien. Ber. **111**, 2a, 982, 1902.

so werden drei bevorzugte Einstellungsrichtungen des Parallelepipedons existieren: eine, wo die kleinste Kante desselben den Kraftlinien des ungestörten Feldes parallel liegt, eine zweite, wenn die längere Kante, eine dritte, wenn die längste Kante diese Lage hat. Die letzte ist die stabilste. Rührt das Feld von zwei Kondensatorplatten her, welche mit unveränderlichen Elektrizitätsmengen geladen sind, so hat, da die potentielle Energie des Systems dann ihren kleinsten Wert besitzt, die Kapazität des Kondensators oder die Dielektrizitätskonstante des Zwischenraumes ihren Maximalwert.

Diese Veranschaulichung der theoretischen Forderung einer Verschiedenheit des dielektrischen Verhaltens eines Stoffes nach verschiedenen Richtungen ist so nahegelegen, dass ich nicht annehmen kann, sie sei nicht schon ausgesprochen, obschon ich sie in der Litteratur nicht habe finden können. Sie ist aber, wie das Folgende zeigen soll, auch nützlich; und in diesem Nachweis sehe ich ihren Wert.

2. Man sollte — jedenfalls bis zu einem gewissen Grade — doppeltbrechende Körper aus einem Gemenge isotroper Stoffe in der angegebenen Weise nachahmen können, wenn man sich etwa den Luftraum in lauter Würfel zerlegt dächte und in jedem Mittelpunkt eines solchen ein Parallelepipedon anbrächte, alle parallel zu einander orientiert. So ist der Versuch nicht ausführbar; ich habe ihn daher in etwas anderer Weise angestellt — zunächst mit elektrischen Wellen.

Es wurde ein Gitter aus Backsteinen (feuerfeste, lufttrockene Steine, wie sie zur Ausfütterung von Kesselanlagen dienen) aufgebaut. Die Dimensionen des einzelnen Steines waren $6 \times 12 \times 24$ cm. Das Gitter war 1,1 Meter hoch und ebenso breit. Es bestand aus 11 „Gitterstäben" von 6 cm Breite, getrennt durch ebenso breite Luftschlitze. Seine Dicke war 24 cm.

Die Wellen wurden wesentlich nach Righischer Art in der Brennlinie eines cylindrischen Hohlspiegels (Polarisator) von 70 cm Achsenlänge (und 70×96 cm Öffnung) erzeugt und in einem ebensolchen Hohlspiegel (Analysator), in dessen Brennlinie ein Righischer Resonator lag, aufgefangen. Die Spiegel waren jeder um eine horizontale Achse drehbar. Ihre gegenseitige Entfernung variierte bis zu mehreren Metern.

Die benutzten halben Wellenlängen waren etwa 17, 24 und 34 cm; zur Kontrolle wurde noch eine solche von nahezu 70 cm gebraucht.

3. Ich war von vornherein darauf gefasst, dass man Erscheinungen beobachten müsste, welche sich aus der folgenden Erwägung ergeben: Eine ebene Welle falle senkrecht auf ein unendlich ausgedehntes Gitter. Die elektrischen Schwingungen seien parallel den Gitterstäben, also vertikal. Es gehen dann Wellen hindurch durch die Luftschlitze mit einer Geschwindigkeit v_1, durch die Gittersubstanz mit der Geschwindigkeit v_2. In einer Brennebene zur Interferenz gebracht, würden sie eine lineare Schwingung mit einer Amplitude A_1 und einer Phase φ_1 geben; A_1 und φ_1 bestimmen sich aus der Energieverteilung zwischen den durch die beiden Gitterbestandteilen wandernden Energieanteilen und den Gangunterschieden. Ändert sich diese Energieverteilung dadurch, dass man die ankommende Schwingung gegen die Gitterstäbe um 90^0 verdreht hat, so wird aus ihnen in der Brennlinie eine horizontale Schwingung mit einer anderen Amplitude A_2 und einer anderen Phase φ_2 entstehen. Beide zu einander senkrechte Schwingungen haben daher eine Phasendifferenz $\varphi_1 - \varphi_2$ und würden Erscheinungen geben, welche in gewissen Beziehungen denen der Doppelbrechung gleichen (in anderer aber, nämlich bei festgesetzter Vergrösserung der Gangunterschiede, sich von ihnen unterscheiden).

Optische Erscheinungen, welche sich wahrscheinlich hierauf zurückführen lassen, sind schon lange von Quincke[1]) beobachtet und beschrieben worden.

Obschon ich also darauf gefasst war, auf solche Erscheinungen zu stossen, interessierte mich doch der Versuch, den ich zur sicheren Beurteilung von Beobachtungen auf einem anderen Gebiete wünschte, derart, dass ich ihn anstellte.

4. Mit einem einzigen Backsteingitter zeigte sich, wie zu erwarten war, noch gar nichts Sicheres. Es wurden daher drei solcher Gitter, zur Vermeidung von Reflexionsverlusten, direkt aneinander gesetzt. Die Erscheinungen zeigten sich aber weder — soweit dies zu beurteilen möglich war — quantitativ, noch qualitativ so, wie sie nach den in § 3 angestellten Erwägungen hätten sein sollen. Auch andere Erklärungsmöglichkeiten fielen weg. Das Resultat war, kurz gesagt, das folgende:

Ich will von den kleineren Wellenlängen $\left(\frac{\lambda}{2} = 17 \text{ und } 24 \text{ cm}\right)$, welche kompliziertere Resultate (vielleicht infolge einer Superposition der nach § 3 zu erwartenden Erscheinungen) zu geben scheinen, nicht reden. Für den Oszillator $\frac{\lambda}{2} = 34$ cm verhielt sich das Backsteingitter wie eine homogene, doppeltbrechende Masse.

Der Oszillator sei gestellt unter 45^0 gegen die Vertikale; wir wollen diese Stellung als im ersten oder positiven Quadranten befindlich bezeichnen. Mit etwa $2\frac{1}{2}$ Backsteindicken ver-

1) G. Quincke, Pogg. Ann. **146**, 1, 1872; **149**, 273, 1873.

lassen die Schwingungen das Gitter als nahezu cirkular; mit drei Backsteindicken ist die grosse Achse der Schwingungsellipse in den zweiten Quadranten gedreht. Die vertikalen und die horizontalen Schwingungen werden mit wesentlich gleicher Intensität durch das Gitter hindurchgelassen.

Messungen sind nicht zuverlässig. Ich habe mich daher vorzugsweise auf die Entscheidung, ob die Schwingung nahezu cirkular ist, resp. auf die Ermittelung, in welchem Quadranten die Hauptachse der Schwingungsellipse gelegen ist, gestützt, da dies ein qualitativ sicheres Kriterium giebt. Zu diesem Ende sollte das Gitter so lange dicker gemacht werden, bis die durchtretende Schwingung wieder auf linear im ersten Quadranten zurückgekommen war. Mit sechs Backsteingittern lag die Hauptachse noch immer im zweiten Quadranten, mit acht bis neun wurde die Schwingung wieder nahezu cirkular, endlich mit zehn war die Hauptachse wieder in den ersten Quadranten zurückgedreht, die Schwingung schien aber noch nicht linear zu sein. Ich schätze, dass ich, um dies vollkommen zu erreichen, elf bis zwölf solcher Gitter hätte aufbauen müssen. Ich habe mich mit den zehn Stück begnügt; das ganze Gitter war bereits mehr als $2^1/_2$ Meter dick, wog etwa 80 Zentner und sein Rohmaterial repräsentierte schon über 200 Mark Wert.

Mit dem längsten Oszillator wurde aber kontrolliert, dass der Gangunterschied für seine Wellenlänge übereinstimmte mit dem aus der etwa halb so langen Welle gefundenen; z. B. lag die Hauptachse seiner Ellipse im negativen Quadranten, wenn die der kürzeren Welle wieder in den positiven zurückgekehrt war; er zeigte cirkulare Schwingung bei 6 Gittertiefen, wo der kleinere nahezu lineare in -45^0 gab.

5. Die Differenz der Brechungsexponenten der beiden Wellen ist etwa 0,22, d. h. grösser als die Differenzen des ordinären und extraordinären Strahles für sichtbares Licht im Kalkspat (0,17). Die Doppelbrechung ist also ganz überraschend groß.

Die Unterschiede, welche danach den beiden Dielektrizitätskonstanten entsprechen, müssen sehr erhebliche sein. Wenn auch eine genaue, oder gar zur quantitativen Vergleichung brauchbare Bestimmung derselben mit dem verwendeten Material schwer möglich ist, so wurden doch zur qualitativen Kontrolle einige Versuche gemacht. Mittels der Stimmgabelmethode (123 Unterbrechungen pro Sek.) wurde die Kapazität zweier Blechplatten von etwa 1 Quadratmeter Fläche bestimmt, die vertikal in einem Abstand von 0,5 Meter voneinander aufgestellt waren, wenn ein aus Backsteinen mit entsprechenden Luftschlitzen aufgebauter Würfel von 48 Centimeter Kantenlänge dazwischen gebracht wurde. Er bestand aus 109 kg Backsteinen und $4^1/_2$ kg Holz, hing an einem Hanfstrick und konnte mittels Flaschenzuges gehoben und gesenkt werden. Er wurde in das Feld so gebracht, dass die Kraftlinien das eine Mal senkrecht zur Basis 48×48 cm Backsteinmasse von 6 cm Dicke durchliefen, dann einen ebenso dicken Luftschlitz, wieder eine Backsteinmasse u. s. w.; das andere Mal durch die Backsteingitter von je 48 cm Tiefe, ebensolcher Höhe und 6 cm Breite und daneben durch die ebenso dimensionierten Luftschlitze.

Das qualitative Ergebnis stimmte mit der Erwartung überein. Ein zweiter Versuch mit nähergestellten Kondensatorflächen und ähnlicher Anordnung ergab gleichfalls eine sehr beträchtliche Differenz der mittleren Dielektrizitätskonstanten. Je nachdem nur Luft (12 cm dick) dazwischen war, oder die Hälfte durch eine gleichförmige Backsteinlage von 6 cm Dicke ausgefüllt war oder endlich die letzteren hochkant, mit Luftschlitzen dazwischen, gestellt waren, ergaben sich die mittleren Dielektrizitätskonstanten zu 1,43 und 3,7. Da aber aus der ersten Beobachtung sich die Konstante des Backsteines zu 2,6 berechnet, so heisst dies, dass noch störende Umstände, wahrscheinlich vorzugsweise von dem Austreten vieler Kraftlinien aus den Rückseiten der Belegungen herrührend, vorhanden waren.

6. Auf das Quantitative lege ich keinen Wert, qualitativ ist aber die Erscheinung ausser Zweifel. Ich will dazu bemerken, dass ein Teil der Versuche über Doppelbrechung in zwei verschiedenen Räumen von wesentlich anderen Dimensionen etc. mit dem gleichen Erfolg wiederholt wurden. Auch wurden die entscheidenden Versuche ohne Analysatorspiegel einfach durch einen hinter das Gitter gehaltenen Resonator kontrolliert, das Bild des Spiegels damit abgesucht etc.

7. Meine Versuche berühren sich mit denen von Righi[1]), Mack[2]), Bose[3]) u. a. über elektrische Doppelbrechung. Sie unterscheiden sich aber von ihnen durch das Folgende: Diese Forscher haben entweder mit Substanzen gearbeitet, welche direkt optisch doppelbrechend oder doch wenigstens als solche verdächtig sind. Dies gilt ohne weiteres für die von ihnen verwendeten Krystalle und für das Holz. Aber auch die von Bose und Mack verwendeten Papierlagen bestehen jedenfalls aus optisch nicht isotropem Material, da jede Papierfaser, wie bekannt, unter dem Mikroskop stark doppelt brechend erscheint. Von den geschichteten Gesteinen, welche Bose verwandt hatte,

1) Vgl. Righi, Optik d. el. Schwggen. Leipzig 1898.
2) Mack, Wied. Ann. **54**, 342; **56**, 717 insbes. 731, 1895.
3) Bose, Phil. Mag. (5), **43**, 55, 1897.

nimmt er selber an, dass sie infolge des Druckes, dem sie bei ihrer Bildung ausgesetzt waren, doppelbrechend seien.[1])

Dazu kommt, dass diese Körper meist für die Schwingungen parallel und senkrecht zur Faserrichtung verschieden durchlässig waren.

Im Gegensatz dazu sollte hier der Beweis erbracht werden, dass man aus an sich isotropen rein dielektrischen Materialien ein Medium konstruieren kann, welches die Eigenschaften eines doppelt brechenden Stoffes besitzt. Das Gitter verhält sich wie eine Kalkspatplatte.

Es ist natürlich, dass man durch andere Materialien (etwa mit Wasser gefüllte Glasröhren) auch die dichroitischen Erscheinungen nachahmen kann; desgleichen, den Reuschschen Glimmertreppen analog, die Drehung des Quarzes. Dies hat mit gedrillten Jutefasern schon Bose[2]) gemacht.

8. In den vorstehend besprochenen Versuchen waren die Querdimensionen der Stäbe etwa $^1/_{12}$ der Wellenlänge. Schon dann verhielt sich der Körper, soweit beurteilt werden konnte, wie homogen. Dies stimmt mit anderen optischen Erfahrungen gut überein.[3])

Man sollte die Erscheinungen nun auch optisch nachahmen können. Dies ist mir mittels der früher beschriebenen Metallgitter[4]) einigermassen gelungen; ich habe Zerstäubungsgitter aus Silber durch Chlorieren oder Bromieren in durchsichtige Gitter verwandelt und dann an einzelnen Stellen das erwartete Verhalten schwach, aber deutlich beobachten können. Ebenso an Zerstäubungsgittern aus Messing oder Stahl, nach deren Oxydation durch Erhitzen; auch durch Sulfurieren von Silbergittern. Da die letztgenannten Verbindungen in dickerer Schicht nicht mehr durchsichtig sind, braucht man ihr Verhalten nicht als beweisend zu betrachten.

Die Erscheinungen sind bei der genannten Herstellungsart viel weniger ausgesprochen als diejenigen der metallischen Gitterpolarisation. Dies ist nicht überraschend, da man von Dielektrizis dickere Schichten braucht als von Metallen; und dort, wo die Schichten vielleicht dick genug sind, werden die Zwischenräume voraussichtlich zu eng geworden sein.

Ich habe mich aber vorläufig mit Versuchen nach dieser Richtung hin nicht länger aufgehalten, da bereits Thatsachen vorliegen, durch deren Verfolgung dieser letzte Teil meiner Ansicht nach bewiesen werden kann. Es sind

1) Bose, Electrician vom 27. Dez. 1895, S. 291.
2) Bose, l. c.
3) C. Christiansen, Wied. Ann. **23**, 298, 1884; **24**, 439, 1885. J. Stscheglayew, Wied. Ann. **64**, 325; **65**, 745, 1898.
4) F. Braun, Sitzungsber. Berl. Akad., S. 154, 1904.

dies Beobachtungen, wie sie von Majorana[1]) und im Anschluss daran von Schmauss[2]) gemacht worden sind. Erforderlich wäre nur nachzuweisen, dass man die Majoranaschen Erscheinungen auch dann erhält, wenn die supponierten gerichteten Teilchen sicher nicht schon selber doppelt brechend sind. Die im Bravaisschen Eisen und anderen der artigen kolloidalen Lösungen enthaltenen Partikelchen scheinen optisch nicht isolierbar zu sein; das Ganze verhält sich, jedenfalls für das blosse Auge, homogen. Mit direkt als Trübung sichtbaren Teilchen haben die Herren Brandes und Mandelstam im hiesigen Institut die magnetische Doppelbrechung erhalten; sie haben zu Eisenchloridlösung etwas Quecksilberchloridlösung zugefügt; nach schwachem Erwärmen entsteht eine Trübung; die suspendierten Teilchen halten sich sehr lange schwebend; diese Lösung gab die magnetische Doppelbrechung. Unentschieden ist allerdings auch hier, ob die Teilchen für sich isotrop sind.

Dies müsste mikroskopisch geprüft werden. Denn die ähnlichen von Meslin und Chaudier[3]) in elektrischen und magnetischen Feldern beobachteten dichroitischen Erscheinungen waren bis jetzt immer an die Gegenwart suspendierter, kleiner doppelbrechender Krystalle gebunden. Man müsste aber Doppelbrechung auch mit nachgewiesen isotropen Substanzen erhalten können.

9. Ob man jede Form bekannter Doppelbrechung auf die hier vorgetragene zurückführen kann, ist eine noch nicht beantwortbare Frage. Vorauszugehen hätte die Entscheidung, ob die Doppelbrechung der Krystalle wirklich damit in Übereinstimmung ist. Es wird zwar für jede beliebige Form der eingebetteten dielektrischen Teilchen im allgemeinen drei zueinander senkrechte ausgezeichnete Einstellungsrichtungen und damit drei „Hauptdielektrizitätskonstanten" des Mittels geben. Es müsste aber nachgewiesen sein, dass Verteilungen nach der Art der hier angenommenen möglich sind, welche auch für die zwischen den Hauptrichtungen gelegenen auf richtige Werte für die Dielektrizität führen.[4]) Ein weiteres Bedenken sehe ich in der Existenz der sogen. gekreuzten Dispersion zweiachsiger Körper, wenn auch andererseits die Beobachtung[5]), dass Fundort und Bau der Krystalle von Einfluss sind, vielleicht auf einen Zusammenhang mit solcher Gitterstruktur hinweist.

1) Q. Majorana, Compt. rend. **135**, 159, 235, 1902; vgl. diese Zeitschr. **4**, 145, 1902.
2) A. Schmauss, Ann. d. Phys. (4), **10**, 658; **12**, 186, 1903.
3) J. Chaudier, Compt. rend. **137**, 248, 1903, vgl. daselbst auch die Litteraturangaben bez. Meslin.
4) Vgl. dazu die unter der Annahme leitender Teilchen geführte Rechnung von A. Lampa, Wien. Ber. **104**, 2a, 1179, 1895; ibid. 111, l. c.
5) Liebisch, Fortschr. d. Phys. **2**, 143, 1893.

Es sind zahlreiche Beobachtungen über sog. optische Anomalien bekannt, z. B. dass Mischkrystalle von verschiedenen Alaunen oder von chlorsaurem und bromsaurem Natron, welche alle dem regulären Systeme angehören, in gewissen Gebieten ein- und zweiachsig erscheinen.[1]) Ich bin über diese Gegenstände nicht orientiert und muss es den Fachleuten überlassen, zu versuchen, ob die Gesichtspunkte, die sich aus meiner Mitteilung ergeben, zur Klärung solcher Fragen mit Nutzen herangezogen werden können. Die prinzipielle Möglichkeit liegt jedenfalls vor, aus isotropem Material doppelbrechendes aufzubauen. Es wäre natürlich kein Fortschritt, wenn man damit für den Ausdruck „innere Spannung" in letzter Instanz nur einen anderen Namen einführen würde.

1) Vgl. z. B.: R. Brauns, Neues Jahrbuch für Mineralogie etc. 1, 203, 1892 „Die durch isomorphe Beimischung anomalen sind neben den durch Dimorphie anomalen die interessantesten. Die Spannungen in ihnen werden durch Kräfte hervorgerufen, für deren Auftreten wir noch keinen sicheren Grund angeben können."

Strassburg i. E., 27. März 1904.

(Eingegangen 29. März 1904.)

Der experimentelle Nachweis des elektrischen Feldes im Innern von in Elektrolyte tauchenden Isolatoren; kontinuierliche Rotation des Isolators in vorgeschriebenem Sinne.

Von Wladimir von Nicolajew.

Nebenstehende Figur (Fig. 1) stellt im Horizontalschnitt einen Isolator D_1 dar, welcher in einen Elektrolyten taucht, dessen elektrische Permeabilität den Wert D_2 besitzt; die Linie *abfde* ist das Bild der Stromlinie — der Faradayschen Röhre. Auf dem Boden der Kirchhoff-Ohmschen[1]) Theorie werden die elektromotorischen Kräfte im Innern der Leiter hervorgerufen durch Oberflächenladungen, deren Potentiale von einem Querschnitt zum andern sich verändern; in jedem Punkt der Linie *bfd*, welche den Isolator durchschneidet, müssen sich auch die elektrischen Kräfte befinden, welche von Oberflächenladungen hervorgerufen werden; mit einem Worte, die Linie *bfd* muss der Sitz einer Faradayschen Röhre sein.

In meiner Arbeit „Über das elektro-stationäre Feld in Leitern und Elektrolyten" (diese Zeitschrift 4, 709—713, 1903) zeige ich, dass die äussersten Ladungen von Faradayschen Röhren, ähnlich wie die Röhre *bfd*, einen Wirbelstrom hervorrufen können, und da ein derartiger Strom in Wirklichkeit nicht vorhanden ist, so habe ich den Schluss gezogen, dass Oberflächenladungen im Innern eines Isolators ein elektrisches Feld nicht hervorrufen können; ich habe sogar einen Versuch vorgeschlagen, der eine Lösung der Frage gestatten würde. In meiner ersten Arbeit (diese Zeitschrift 4, 549, 1903) behaupte ich, dass, wenn selbst der Isolator für elektrolytische Röhren durchlässig wäre, die Versuche glücken müssten in Anbetracht der erheblichen Permeabilität, die das Wasser im Vergleich zum Glimmer und zum Glase besitzt.

1) August Beer, Elektrostatik, S. 310—312.

Nunmehr bin ich auch davon überzeugt, dass die Oberflächenladungen und ihr Potentialabfall durchaus nicht die Ursachen des elektrischen Stromes darstellen, dass vielmehr dieser Abfall eine Folge des inneren Vorganges ist und die Rolle eines Indikators spielt, um so mehr, als Induktionsströme ohne irgendwelche Verteilung der Oberflächenladungen bestehen können. Wenn auch äussere Ladungen weder im Innern der Leiter, noch in darin angebrachten Isolatoren ein Feld erzeugen, so könnte doch sehr wohl der Strom selbst dieses Feld erregen; die Frage müsste

Fig. 1.

Fig. 2.

durch den Versuch entschieden werden, und der Versuch hat mir ganz entschieden gezeigt, dass das Feld im Inneren eines in einen Leiter (Elektrolyt) gesenkten Isolators wirklich besteht, und recht eigentümliche Eigenschaften besitzt.

Herr Professor Emil Cohn hat aus Anlass meiner Untersuchungen (diese Zeitschrift 4, 546 bis 549, 1903) eine Arbeit „Über die Bewegungen von Isolatoren in elektrisch durchströmten Leitern" (diese Zeitschrift 4, 549—551, 1903) veröffentlicht, in welcher eine vollständige theoretische Erklärung aller meiner Versuche dargelegt ist. Wenn Verfasser auch das Vorhandensein eines Feldes im Inneren des Isolators behauptet, so sind doch die Ergebnisse unserer Darlegungen die gleichen; Prof. Cohn, nach dem obiges Feld an der Bewegung des Isolators keinen Anteil nimmt, und ich, der ich das Vorhandensein dieses Feldes in Abrede stelle, gelangen beide zu demselben Resultat; alle Bewegungen von Isolatoren werden ausschliesslich durch die Seitendrucke der Faradayschen Röhren verursacht; die Triebkräfte hängen nur von der elektrischen Permeabilität des Elektrolyten und den relativen geometrischen Verhält-

nissen und keineswegs von der Permeabilität des Isolators ab.

Professor Cohn kennzeichnet das dielektrische Feld folgendermassen: 1. es wird durch das Volumen des Isolators lokalisiert; 2. es steht in keiner Beziehung zu den elektrolytischen Röhren; 3. die Feldkräfte verhalten sich wie ein System innerer Kräfte und ergeben weder eine resultierende Kraft, noch ein Drehungsmoment.

Leider hatte ich keine Gelegenheit, mir den Artikel zur Zeit zu verschaffen; sonst wären meine weiteren Versuche, deren Beschreibung in vorliegender Nummer folgt, schon längst ausgeführt worden.

Erster Versuch. Man senkt ein kleines plattes Gefäss AB (Fig. 2) zwischen zwei Elektroden vollständig in Wasser; das Gefäss ist mit einem Deckel verschlossen, und die eingeschlossene Luftmasse und das Glas der Wände spielen die Rolle eines im Inneren eines Leiters angebrachten und vom Strome durchflossenen Isolators; wenn im Isolator ein elektrisches Feld besteht, so müssen seine Kräfte auf jeden im Cylinder angebrachten beweglichen Leiter einwirken. Wenn man in das Gefäss eine Magnetnadel (NS) einschliesst, welche sich um einen senkrechten Zapfen dreht und den Strom eines Transformators zu 14000 Volt hineinschickt, so beobachtet man, dass die Nadel sich sehr energisch in die Ebene der Elektroden, d. h. senkrecht zu den Linien des Magnetfeldes einstellt, welches im übrigen sehr schwach ist, An Stelle eines Magneten kann man eine Kupfer- oder Aluminiumplatte benutzen, welche an einem am Deckel eines cylindrischen Gefässes (das höher ist als das vorher erwähnte) befestigten Kokonfaden hängt; die Platten schwingen an dem Kokonfaden und stellen sich axial zwischen den Elektroden ein.

Der besondere Apparat. Zum endgültigen Nachweis des Vorhandenseins eines Feldes im Inneren von eingetauchten Isolatoren habe ich den vorhergehenden Apparat benutzt und auch einen besonderen Apparat konstruiert, mit dem man den inneren Raum des Isolators in der Hand haben kann. Ein Cylindergefäss (AC) (Fig. 3 und 4), welches in eine zugestöpselte Röhre endigt, ist nicht mit Wasser, sondern nach Professor Nernsts Vorschlag mit Nitrobenzol angefüllt; die Permeabilität des letzteren (25) ist kleiner als die von Wasser (79—81); da die Flüssigkeit aber andererseits unvergleichlich weniger leitfähig ist, konzentriert sie die Potentialdifferenzen besser; da ferner der Transformator Potentialdifferenzen bis zu 15000 Volt gibt, so wurde Wasser zu schnell warm, als dass es sich hätte als Elektrolyt benutzen assen.

An einem Seidenfaden, der an dem Stöpsel B befestigt ist, ist ein zweites bewegliches Glasgefäss DE aufgehängt, welches in dem Nitrobenzol schwimmt und den Faden mit sich zieht; das Gefäss DE mit der eingeschlossenen Luft spielt die Rolle des in den Elektrolyten gesenkten Isolators; die in das Nitrobenzol eintauchenden Streifen $P_1 Q_1$ sind die mit den Klemmen des Transformators zu 15000 Volt verbundenen Elektroden; die Kurven $a\ b$ geben zwei Stromlinien an; V_1 und V_2 sind die Potentiale am Isolator; schliesslich ist M eine an einem Kokonfaden hängende Metallplatte, welche sich ganz unten am Gefäss befindet, damit die

Fig. 3.

Fig. 4.

elektrolytische Schicht dasselbe vor der direkten Einwirkung der Elektroden schützen kann.

Zweiter Versuch. Um letzteren Versuch zu kontrollieren, bringt man die Elektroden ausserhalb des Gefässes (AC) (Fig. 3 und 4) an und bemerkt dann an der Platte keinerlei Bestreben, sich einzustellen; daraus schliesst man, dass das Nitrobenzol wirklich die Rolle eines elektrischen Schirmes spielt, und dass die Einstellung nicht von der direkten Einwirkung der Elektroden durch die Flüssigkeit hindurch, sondern von einem besonderen inneren Felde herrührt, welches durch den elektrolytischen Strom hervorgerufen wird.

Dritter Versuch. Wenn das dielektrische Feld durch das Volumen des Gefässes begrenzt wird, und wenn die Kräfte dieses Feldes sich wie die inneren Kräfte verhalten, so ist zu erwarten, dass das Gefäss sich selbst drehen muss, wenn die Platte schräg zur Elektrodenlinie befestigt wird. Und wirklich wird das Gefäss in kontinuierliche Rotation versetzt, wie durch die Pfeile angegeben. Wir wollen die Platte auf der anderen Seite der Elektroden

befestigen; dann bemerkt man, dass das Gefäss seine Winkelgeschwindigkeit verlangsamt, um schliesslich seine Rotationsrichtung umzukehren. Wenn die Abmessungen des festen und des beweglichen Gefässes nicht bedeutend sind, dann ist die Rotation recht energisch; sonst ist sie mit zunehmendem Trägheitsmoment und zunehmender Reibung und Dicke des Fadens nur langsam, obwohl das Gefäss verschiedene Rotationen ausführt. Das Nitrobenzol erfährt durch den Strom eine Erwärmung; nach einigen Minuten Arbeiten, mit dem kleinen Modell fing die Flüssigkeit zu verdunsten an, und da eine derartige Erwärmung auch nur durch Joulesche Wärme verursacht werden könnte, so sieht man, dass das Nitrobenzol sich wirklich wie ein Leiter verhielt.

Vierter Versuch. Wenn man im inneren Gefäss eine Metallplatte in exzentrischer Stellung AB (Fig. 5) anbringt, so bemerkt man

(+) A B (−)

Fig. 5.

eine leichte Verschiebung des Gefässes in der Richtung des Pfeiles; wenn man den Strom in geeigneten Zwischenräumen durchgehen lässt, so erhält man sehr merkliche Schwankungen.

Zusammenfassung. 1. Alle angestellten Versuche beweisen das Vorhandensein eines elektrischen Feldes im Innern von Isolatoren, welche man in die Stromleiter versenkt. 2. Der Behauptung von Professor Cohn gemäss ist dasselbe durch die Berührungsfläche des Isolators mit dem Elektrolyten begrenzt; seine Kräfte besitzen die Eigenschaften von inneren Kräften.

Ich möchte meinen verbindlichsten Dank Herrn Professor J. J. Borgmann bezeugen, der mir die Möglichkeit zur Ausführung der Versuche verschafft hat, ferner Herrn W. T. Mitkiewitsch, durch dessen liebenswürdige Bemühungen ich den 15000 Volt-Transformator erhalten habe, und schliesslich Herrn A. A. Dobiasch, welcher mich im Verlauf der Versuche mit grosser Liebenswürdigkeit unterstützt hat.

Physikalisches Institut an der Universität zu St. Petersburg.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 18. Januar 1904.)

Das Verhalten beweglicher cylindrischer Eisenkerne in Doppelspulen; ein Beitrag zur Theorie der Differentialbogenlampe.

Von W. Biegon von Czudnochowski.

§ 1. Befindet sich konaxial einer stromdurchflossenen Spule in deren Felde ein cylindrischer Eisenkern, so zeigt dieser das Bestreben, bis zu vollständig symmetrischer Lage in die Spule hineinzudringen. Die Grösse dieser durch die Spule auf den Eisenstab ausgeübten Anziehungskraft ist:

1. Annähernd proportional dem Quadrate der Stromstärke und dem Quadrate der Windungszahl;
2. annähernd proportional der Quadratwurzel aus dem Stabdurchmesser;
3. abhängig vom Verhältnis zwischen Spulen- und Kernlänge und dem Abstande zwischen Spulen- und Kernmitte.

§ 2. Das Auftreten dieser massenbewegenden Kräfte ist eine Folge der Magnetisierung des Eisenkernes durch die Spule; die magnetisierenden Kräfte sind aber wegen der exzentrischen Lage von Kern und Spule zu einander räumlich veränderlich, dementsprechend auch die freien Magnetismen, und zwar nach der Formel:

$$y = A \cdot \log \mu \cdot \mu^{-x},$$

worin A das magnetische Moment des ersten Teilchens, x der Abstand von der Magnetisierungsspule ist (Rowland 1876).[1] Die Anziehung einer in der Spulenachse befindlichen magnetischen Masse ist bestimmbar nach der bekannten Gleichung

$$P = \frac{i \cdot \mu \cdot \pi \cdot n}{l} (\cos \varphi_2 - \cos \varphi_1),$$

worin i die Stromstärke, n die Windungszahl, l die Spulenlänge, φ_1 und φ_2 die Abstandswinkel der Spulenenden für das Teilchen sind; zur Berechnung der Anziehung auf ausserhalb der Spulenachse liegende magnetische Teilchen sind von James Stuart (1873) Formeln angegeben worden.[2] Die von Spulen auf Kerne bestimmter Abmessungen ausgeübten Kräfte lassen sich hiernach durch Rechnung, wenn überhaupt, nur überaus schwierig feststellen; man kann aber die hierbei obwaltenden Beziehungen versuchsweise bestimmen, wie dies von Hankel (1850), Marianini Sohn (1852), Dub (1853), St. Loup (1870), v. Waltenhofen (1870), Cazin (1872), Böttcher (1884), Fischinger (1885), Bruger (1886), Křižík (1881, 1887) geschehen ist.[3] Man erhält so sehr

1) Vergl. Wiedemann, Die Lehre v. d. Elektrizität, (2. Aufl.) 3, 589—590, 1895.

2) Phil. Mag. [4], 45, 219, 1879; Wiedemann, l. c. 231—232

3) Näheres nebst Literaturangaben siehe Wiedemann, l. c. 624—638.

eigentümliche Kurven für die Abhängigkeit der Anziehungskraft von der durch den Abstand c zwischen Kern- und Spulenmitte bestimmten Kernlage:

$$P = \mathfrak{F}(c)$$

und zwar wird in jedem Falle für ein ganz bestimmtes c die Kraft P ein Maximum. In Fig. 1 ist eine solche Kurve nach Versuchen von Fischinger gezeichnet.[1])

Fig. 1.

§ 3. Die genaue Untersuchung dieser zunächst rein wissenschaftlich interessanten Verhältnisse[2]) hat aber auch eine hervorragende praktische Bedeutung; es hatte sich nach den ersten Versuchen grösseren Massstabes als notwendig erwiesen, für die längere Erhaltung des Lichtbogens besondere Vorrichtungen, „Bogenlampen," herzustellen, und weiter dann das Wirken dieser von den elektrischen Grössen des Bogens selbst unmittelbar abhängig zu machen.[3]) Letzteres kann nun in einfachster

1) Elektrotechn. Ztschr. **6**, 494, 1885.

2) Die besprochene Anordnung liegt einer grossen Zahl von Messinstrumenten zu Grunde, z. B. den von Böttcher (1883), Siemens & Halske (1883), F. Kohlrausch (1884), v. Miller (1885), Dittmar (1885), de la Lande (1885); näheres Wiedemann, l. c. 555 ff.

3) Die ersten Lampen waren „rein mechanische Regulatoren", bei denen durch Uhrwerke die Elektroden fortdauernd in gleichem Abstande voneinander gehalten — werden sollten; Wright (1845), Staite (1846), Le Molt (1849).

Weise dadurch geschehen, dass man eine vom Bogenstrom durchflossene Spule auf einen die eine Kohle tragenden Eisenkern wirken lässt; derartige, zweckmässig als solche „mit langer Spule" zu bezeichnende Lampen sind z. B. die von Archereau (1848), Jaspar (1855), Marcus (1877), Thomas (1882), Stöhrer,[1]) besitzen aber infolge der in Fig. 1 dargestellten allgemeinen Gesetzmässigkeit den Nachteil: während einer Brennperiode zu verschiedenen Zeiten verschiedene Empfindlichkeit gegen Stromschwankungen zu haben.[2]) Diese Thatsache hat den Anlass zu zahllosen neuen Erfindungen gegeben und in stets bes-

Fig. 2.

seren Konstruktionen schliesslich zu der als „Differentiallampe mit schwingendem Werk" einen wohldefinierbaren physikalischen Apparat darstellenden Form geführt.

§ 4. Eine solche Differentiallampe, deren

1) Eine Abbildung dieser Lampe siehe Müller-Pouillet [9. Aufl.] **3**, 536, Fig. 441 u. 442; bezüglich der anderen und weiterer Konstruktionen, s. v. Urbanitzky, Die Elektr. im Dienste der Menschheit, 1884, Ders., Das elektr. Licht, 1892; bezüglich neuer Lampen u. a. Th. Weil, Neuere Bogenlampen, Leiner, 1900, H. Birrenbach, Theorie und Anwendung des elektrischen Bogenlichtes, Gebr. Jänicke, 1903.

2) Man hat versucht, nach derartigen Lampen einerseits durch Einführung einer sich mit der Spulenkraft ändernden Gegenkraft eine Verbesserung zu erzielen (Pöge & Fischinger, D. R.-P. 31761, Wohlfahrt & Krönig, D. R.-P. 30701), andererseits durch besondere Spulenkombination die Anziehungskraft auf einer längeren Strecke gleichbleibend zu machen (Th. Bruger, D. R.-P. 36554 und 39869 [1887]).

allgemeines Schema Fig. 2 zeigt, beruht darauf, dass ein durch das Eigengewicht des oberen Kohlenhalters 𝔇 angetriebenes Räderwerk 𝔅, mittels eines Hebels um die Achse seines Hauptrades 𝔟 drehbar — oder auch gradlinig senkrecht verschiebbar[1]) — und dabei in seiner Stellung abhängig von der Wirkung zweier Spulen auf einen am freien Ende des Hebels befestigten Eisenkern, bei bestimmter Stellung durch eine verstellbare Nase 𝔤 festgehalten wird; diese Stellung des Werkes, **der auch eine ganz bestimmte Lage des Kernes zu den Spulen entspricht,** heisst „Regulierstellung". Die eine Spule wird vom Bogenstrom selbst, die andere von einem abgezweigten und der Bogenspannung proportionalen Strom durchflossen, und beide werden, von Besonderheiten abgesehen, wenn J und E_b die Normalwerte haben, gleiche Ampèrewindungszahl besitzen und auch zweckmässig in gleichen Abmessungen auszuführen sein. Diese Anordnung: **cylindrischer Eisenkern und zu ihm symmetrisch zwei gleiche Spulen,** wobei aber vom ganzen System nur die eine Spule beweglich und die auf diese ausgeübte Anziehungskraft Gegenstand der Messung war, ist bereits vor langer Zeit (1850) von Hankel untersucht worden, der folgendes fand:

Bei zwei gleichen Spulen ist die auf die eine derselben ausgeübte Anziehungskraft ein Maximum, wenn die äusseren Ränder der Spulen in gleichen Ebenen liegen mit den Kernenden; beim Zusammenschieben der Spulen gegen die Stabmitte nimmt die Anziehungskraft erst ab, dann wieder bis zu einem Maximum zu.[2])

Wenn aber zwei Spulen auf einen gemeinsamen Eisenkern in gleichem Sinne magnetisierend wirken, d. h. sich entgegengesetzte Pole zukehren, so werden ihre magnetisierenden Wirkungen sich addieren.[3]) Die dabei sich ergebenden Verhältnisse kann man veranschaulichen, wenn man für die gegebene gegenseitige Lage beider Spulen die Anziehungskurven für beide Spulen zeichnet; die auf den Eisenkern bei beliebiger Lage gegen das Spulensystem ausgeübte Gesamtkraft ist dann allgemein gleich der algebraischen Summe der Einzelkräfte[4]), denn jede Spule wird den Kern in sich hinein und damit aus der anderen herauszuziehen suchen. Zu dem erwähnten Zweck müsste man nun in jedem Falle die betr. Kurve für eine Spule, wenn beide gleich, für beide Spulen, wenn sie verschieden, erst durch den Versuch feststellen.

§ 5. Man kann nun aber den Abstand zwischen Kern und Spulenmitte setzen:

$$c = \frac{l_k}{2} - \left(\frac{l_s}{2} - u\right)$$

worin l_k die Kernlänge, l_s die Spulenlänge und u der Abstand des eintauchenden Kernendes von dem der Kernmitte abgekehrten Spulenende ist; bei $l_k > 2\, l_s$ sind nun nach den eingehenden Untersuchungen von Bruger (1886) unabhängig von der Stromstärke und der Windungszahl[1]), die Anziehungskräfte erst merklich $\sim$ beim Eintritt — bezw. kurz vorher — des Kernes in die erste Spulenwindung, am grössten bei Eintritt desselben Kernendes in die letzte — der Kernmitte abgekehrte — Spulenwindung, und Null, wenn Kern- und Spulenmitte zusammenfallen, so dass man setzen kann:

$$P_x = \mathfrak{F}(u^x).$$

Aus dem Gesagten ergiebt sich dann, dass bei cylindrischen Kernen, deren Länge grösser ist als das Doppelte der Spulenlänge, der Abschnitt des Anziehungsweges zwischen Anziehungsmaximum und -minimum proportional $l_k - l_s$, für den anderen Abschnitt des Anziehungsweges dagegen die Spulenlänge l_s maassgebend ist.[2]) Hiernach lassen sich dann die Ergebnisse der Brugerschen Versuche als reine Verhältniswerte unter Beachtung des eben Gesagten recht gut und, wie mir scheint, ohne erheblichen Fehler zur Darstellung der allgemeinen Verhältnisse in beliebigen Spulensystemen der beschriebenen Art benutzen; dies ist in Fig. 3 und 4 für dasselbe System, aber verschiedenen Abstand der beiden Spulen voneinander geschehen. Man gelangt so zu folgenden allgemeinen Sätzen:

a) Überschneiden sich die beiden Kurven nur mit den ansteigenden Zweigen, so ist die Mittellage des Kernes **labil,** da schon bei geringer Verschiebung nach oben oder unten die beiden wirkenden Kräfte sehr verschieden werden.

b) Fallen die Maxima zusammen, so decken sich auch die Kurvenzweige in der Nähe fast vollkommen und die Mittellage des Kernes ist praktisch **indifferent,**

1) Dieses ist z. B. der Fall bei der Differentiallampe von v. Hefner-Alteneck, und der allerdings ein anderes Differentialsystem (Anker zwischen zwei Elektromagneten) besitzende Lampe von Gebr. Naglo 1886.

2) Wiedemann, l. c. 628; die Dimensionen waren: Spulenlänge = 91,2 mm, Kernlänge = 815 mm, Spulendurchmesser aussen = 91,2 mm, innen = 55,8 mm, Kerndurchmesser = 29,7 mm.

3) Jamin 1874, Gaugain 1877; vergl. Wiedemann l. c. 592.

4) Löscher 1884; vergl. Wiedemann, l. c. 592, Beiblätter **9**, 537.

1) Elektrotechn. Ztschr. **7**, 199—202, 245—248, 1886; Beiblätter **10**, 516—517. Vergl. auch Dubois, Magnetische Kreise, 267, § 103 ff., 1894.

2) Bruger, E. T. Z **7**, 200—201 und Fig. S. 200, 1886

da schon sehr erhebliche Verschiebungen nötig sind, um den Kern in eine Lage zu bringen, für welche die beiden entgegengesetzten Kräfte sehr verschieden sind.

c) Sind sich die beiden Spulen so nahe, dass die abfallenden Zweige der Kurve

Fig. 3.

sich schneiden, so ist die Mittellage stabil, d. h. **bei Verschiebung des Kernes wächst die Einwirkung derjenigen Spule, von der sich seine Mitte entfernt.** Mit dem Vor-

Fig. 4.

getragenen stimmen auch die an der oben beschriebenen Anordnung von Hankel erhaltenen Ergebnisse gut überein.

§ 6. Derartige „elektromagnetische Differentialsysteme[1]) sind nun, ausser bei der bekannten ersten Differentiallampe von v. Hefner-Alteneck (1878)[1]), noch in vielen anderen zur Anwenduug gebracht, z. B. den von Křižík & Piette (1880)[2]), Schwerd & Scharnweber (1882), Crompton & Crabb (1889), Körting & Mathiesen (Modell *J*), Schuckert & Co. (Modell *D*), K. Weinert-Berlin, Siemens & Halske („Seillampe" 1899), Ges. „Sirius", vorm. Hansen-Leipzig, „Voltohm" München, Stralsunder Bogenlampenfabrik. Die beiden Spulen eines solchen Systems seien (wie das auch vielfach thatsächlich der Fall) gleichgross und mögen bei normalen Werten von J und E_b gleiche Ampèrewindungszahl haben; soll nun Regulieren eintreten, so muss die Differenz der beiden einander entgegenwirkenden Kräfte P_J und P_E erst einen je nach der Konstruktion verschiedenen endlichen Wert p erreichen, um die Reibungswiderstände und die Trägheit der zu bewegenden Teile überwinden zu können, d. h. es muss, wenn P_J und P_E gleichzeitig in entgegengesetztem Sinne sich ändern, sein:

$$\left(\overline{P}+x\cdot\frac{p}{z}\right)-\left(\overline{P}_J-y\cdot\frac{p}{z}\right)=p,$$

worin $x+y=z$ ist.

Sind die Änderungen von P_E und P_J prozentisch gleich, so folgt:

$$\left(\overline{P}_E+\frac{p}{2}\right)-\left(\overline{P}_J-\frac{p}{2}\right)=p.$$

Nun ist, wie schon gesagt, p in jedem Falle gegeben[3]), **es wird demnach die prozentuale Änderung von J und E_b um so grösser sein müssen, je kleiner die Werte von P_J und P_E für die Regulierstellung sind.** Daraus ergeben sich nach dem Vorigen folgende Sätze:

1. Um bei gegebener Konstruktion

1) Die Anordnung: „Eisenstab mit den zwei ihn differential in sich hineinziehenden Spulen" ist vom verstorbenen v. Hefner-Alteneck s. Z. selbst als besonders wichtige Verbesserung seiner Lampe gegenüber den früheren bezeichnet worden; Elektrot. Ztschr. 3, 443, 1882.

1) Die, soweit mir bekannt, noch bis vor ∾ 2 Jahren auf Bestellung in grösserer Anzahl angefertigt worden ist, und auch noch nach heutigen Begriffen als „gute" Lampe gelten darf.

2) Bei der ältesten Form nach einem mir von Herrn Prof. Hagenbach-Bischoff in Basel freundlichst zur Verfügung gestellten Prospekt, allerdings mit doppelt konischem Eisenkern.

3) p ist bei guten Lampen ziemlich klein, d. h. die Regelung recht empfindlich, wie folgendes Beispiel zeigen möge. Die Brenndauer einer Lampe betrage bei 400 mm Gesamtkohlenlänge entsprechend bei je 50 mm Rest rund 37 mm stündlichem Gesamtabbrand, das sind in der Minute 0,6166 und pro Elektrode 0,3083 mm. Die Übersetzung im Laufwerk sei $^1/_4$, $^1/_5$, $^1/_5$, also im ganzen 1 : 200 und 1 Umdrehung des letzten Rades (f) sei statt in 4 wie in Fig. 2 in 10 Stufen geteilt, dann entspricht eine Stufe oder ein Regelungsschritt bei idealem Funktionieren $^1/_{2000}$ einer Umdrehung der Seilscheibe, oder wenn deren wirksamer Umfang = 126 mm ist, einer Stufe eine Bewegung jeder Elektrode um 0,063 mm. Jedesmal, wenn um diesen Betrag jede Elektrode durch den Abbrand verkürzt ist, kann Regulieren eintreten, d. h. bei dem oben angegebenen stündlichen Abbrand rund 5 mal in der Minute oder alle 12 Sekunden. Derartig exaktes Arbeiten lässt sich für Versuchszwecke thatsächlich erreichen, während ein Abstand von 2 Minuten zwischen zwei Regulierungen (Hartmann-Kempf, Elektroakustische Untersuchungen, S. 244) ungebührlich gross erscheint.

die grösstmögliche Regulierempfindlichkeit zu erhalten, ist die „Regulierstellung" so zu wählen, dass für sie die Anziehungskräfte beider Spulen möglichst hohe Werte haben.

2. Um dies zu erreichen, ist den gegebenen Verhältnissen entsprechend der Abstand der Regulierspulen so zu wählen, dass die Maxima der Anziehungskurven zusammenfallen.

3. Soll dieselbe Lampe für andere Elektroden verwendet werden, welche einen längeren oder kürzeren Bogen von grösserem oder kleinerem $\frac{dE}{dL}$ ergeben, als die ursprünglich für sie bestimmten[1]), so darf die Vergrösserung oder Verkleinerung des zum Ausgleichen plötzlicher Stromstösse beim Einschalten sowie infolge von Inhomogenität der Elektroden notwendigen Hubes nicht durch Verschieben der Spulen gegeneinander bewirkt werden. (Vgl. oben Satz a—c.)

§ 7. Bisher war die Kernlage bei Regulierstellung als zu beiden Spulen symmetrisch angenommen; das Vorgetragene gestattet aber auch weiter die Untersuchung der Frage: ob und welchen Einfluss eine **Veränderung der Regulierstellung** auf das Arbeiten einer solchen Differentiallampe hat. Für den oben unter b) besprochenen Fall ist ein solcher nicht zu erwarten, da die beiden Kräfte auf weite Strecken hin einander das Gleichgewicht halten, dieser Fall scheidet also aus. Für den Fall *a* (Fig. 3) dagegen sind die Schaulinien an ihrer Schnittstelle sehr steil, eine geringe Veränderung der Regulierstellung und damit der Kernlage bewirkt bereits eine sehr erhebliche Verschiedenheit von P_J gegen P_E für die vorgeschriebenen Normalwerte von J und E_b, und es wird der Kern nur dann in Ruhe bleiben, d. h. die Lampe nur dann stetig brennen, wenn entsprechend der Verschiebung des Kernes nach oben oder unten **entweder** E_b **oder** J so weit erhöht wird, dass wieder $P_E = P_J$ ist. Im Falle *c* fände das gleiche im umgekehrten Sinne statt, es würde aber, wenn dieser Fall überhaupt vorkommt, sich nur um geringes Übereinandergreifen der Maxima handeln können; dagegen dürfte Fall *a* ziemlich häufig sein.[2]) Die Regulierstellung lässt sich bei Lampen mit einem nach den Grundzügen der Fig. 2 eingerichteten Werke festlegen, indem man nach Einschieben eines Metallstückes bekannter Dicke zwischen die untere Spule und den den Kern tragenden Hebel $\mathfrak{g}$ verstellt, bis das Werk eben nicht mehr glatt durchläuft; eine Verringerung der Dicke dieses „Reguliermasses" bedeutet dann eine Tieferlegung der Kernlage bei Regulierstellung. Bei einer Einrichtung nach Fig. 2 würde die obere Spule des Differentialsystems die Hauptstromspule, die untere die Nebenschlussspule sein (wie sich sehr einfach aus der Figur ergiebt); im Falle *a* würde dann eine Tieferlegung des Kernes eine Vergrösserung der Stromstärke bei normaler Spannung zur Folge haben müssen. Ich lasse hier einige Beobachtungen an einer, ein Differentialsystem solcher Art besitzenden Lampe folgen:

Tabelle I.

Reguliermass	Spannung	Stromstärke
10 mm	40 Volt	11,5 Amp.
9 „	40 „	14,0 „
8 „	40 „	15,5 „

Tabelle II.

Reguliermass	Spannung	Stromstärke
10 mm	40 Volt	12,2 Amp.
9 „	40 „	14,8 „
8 „	40 „	16,2 „

Wie ersichtlich bestätigen diese Beobachtungen das Obengesagte vollkommen[1]), und zwar sind die Änderungen der Stromstärke sehr erheblich; man kann aber auch bei einer solchen Veränderung der Regulierstellung, sei es nach oben oder unten, **sowohl** E_b **als auch** J unverändert lassen, wenn man die bezügl. Spule, von der sich die Kernmitte entfernt, durch Federn oder Gewichte unterstützt in ihrer Wirkung. Bezeichnen wir diese Hilfskraft mit P', so ist die Gleichgewichtsbedingung für den schon oben behandelten Fall der Tieferlegung des Kernes $\bar{P}_E = P_J + \bar{P}'$ und die Regulierbedingung:

$$\left(\bar{P}_E + \frac{p}{2}\right) - \left((\bar{P}_J + \bar{P}') - \frac{p}{2}\right) = p.$$

Dies besagt, da p gegeben, $\bar{P}_E$ aber seinem

1) $\frac{dE}{dL}$ ist relativ gross beim Wechselstromelektrolytbogen und dem Gleichstrombogen zwischen Homogenkohlen, sehr klein beim normalen Wechselstrombogen (zwischen Dochtkohlen) und noch kleiner beim „Flammen"bogen zwischen Elektroden zweiter Art (vergl. „Flammen oder Effektbogenlicht", Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **5**, 156—176, 1903).

2) Der Grenzfall für *c* ist vollständiges Zusammentreten der beiden Spulen zu einer einzigen, und hierfür ist ja thatsächlich die Mittellage stabil, da nur für diese jede Anziehungskraft der Doppelspule auf den Kern verschwindet.

1) Nach Fig. 3 lassen sich für das dort gezeichnete Differentialsystem mit Hilfe der eingangs angeführten allgemeinen Sätze für bestimmte Kernverschiebungen die zu erwartenden Änderungen von J bezw. E der Grössenordnung nach bestimmen.

Ebenso kann man nach dem Vorgetragenen auch bei verschiedenen Spulen mit verschiedenen Ampèrewindungszahlen, wenn nur diese und die Dimensionen bekannt sind, graphisch die obwaltenden Verhältnisse ermitteln.

absoluten Betrage nach gemäss Fig. 3 grösser geworden, ferner P' unveränderlich ist, nichts anderes, als dass jetzt gleichen prozentualen Änderungen der einander entgegenwirkenden Kräfte ungleiche prozentuale Änderungen der Spulenkräfte entsprechen und bei gleicher Regulierempfindlichkeit die kleinste prozentuale Kraftänderung der begünstigten Spule gegen früher verkleinert ist, oder allgemeiner ausgedrückt:

Durch asymmetrische Lage des Kernes bei Regulierstellung lässt sich, wenn man durch mechanische Mittel diejenige Spule unterstützt, von welcher die Kernmitte sich ihrer Mittellage gegenüber entfernt hat, bei gleichen Normalwerten von Strom und Spannung je nach Bedarf eine besondere Empfindlichkeit der Lampe für Strom- oder für Spannungsschwankungen erzielen.

Auch hierfür sei ein Beispiel gegeben.

Regulierungsmass	Spannung	Stromstärke	ΔJ
8,0 mm	45 Volt	8,5 Amp.	0,3 Amp.
7,0 „	45 „	8,5 „	0,505 „

ΔE_b war beide Male gleich (— 1,15 Proz.); die Strom- und Spannungszahlen sind Mittelwerte aus mehreren sich unmittelbar folgenden und nur wenig von einander abweichenden Ablesungen.

§ 8. Die im vorstehenden (m. W. zum ersten Male) näher besprochenen und durch das in denselben zur Verwendung gelangende Differentialsystem bedingten Eigenschaften solcher Lampen, bei denen die Veränderungen der elektrischen Grössen einen beweglichen Eisenkern beeinflussen, dürften sich als wertvoll erweisen bei Untersuchungen am Lichtbogen, zu denen leider bisher fast allgemein Handregulatoren verwandt worden sind. Diese müssen als, selbst bei grösster Sorgfalt, in ihrem Gebrauch zu derartigen Untersuchungen wenig geeignet bezeichnet werden, da sich mit ihnen auf die Dauer nicht entfernt ein so gleichmässiger Bogen erzielen lässt wie mit einer gut eingestellten und im Werke vollkommen staubfreien Differentiallampe mit schwingendem Werk.

Eine grosse Zahl solcher Lampen besitzt nun statt des beschriebenen ein anderes Differentialsystem, bestehend aus zwei Elektromagneten mit gemeinsamem Anker. Wenn auch dieses System in mancher Hinsicht sich ähnlich verhalten wird, wie das den vorstehenden Betrachtungen zu Grunde liegende, so sind doch im einzelnen die Verhältnisse andere und bleiben besonderer Behandlung vorbehalten.

Berlin, Januar 1904.

(Eingegangen 18. Januar 1904.)

Über die radioaktive Emanation der Wasser- und Ölquellen.[1])

Von F. Himstedt.

1. Das Wasser aller Quellen, welche ich zu untersuchen Gelegenheit hatte, ebenso frisch heraufgeholtes Grundwasser zeigt die Fähigkeit, die durchgepresste Luft leitend zu machen; dagegen habe ich in keinem offen fliessenden Bache oder Flusse diese Eigenschaft finden können. Ich habe Quellen untersucht, welche aus dem Gneis kommen (Höllental, Kybfelsen etc. bei Freiburg), solche aus Kalkstein (Schönberg, Schnewburg bei Freiburg), aus Buntsandstein (Heidelberg) und solche vulkanischer Natur, Kaiserstuhl, die Quellen von Baden-Baden, von Wildbad, von Fachingen im Lahnthal u. a. Alle kalten Quellen zeigten angenähert gleichstarke Wirkung, die Thermalquellen eine grössere, zum Teil sehr grosse Wirkung; die grösste die Murquelle von Baden-Baden.

Bei dem Wasser der oben erwähnten Murquelle, das zwei Tage nach dem Auffangen untersucht wurde, ergab sich, dass die 50 Liter Luft des Versuchsgefässes durch die Emanation aus $^3/_4$ Liter Wasser eine ca. 40 mal grössere Leitfähigkeit erlangt hatten, ein Skalenteil des Elektroskops brauchte nämlich in Zimmerluft 59 Min. 45 Sek.; nachdem die Emanation in den Apparat gebracht war, 1 Min. 27 Sek.

Nur wenig hinter dem Wasser der Murquelle zurückstehend habe ich das des Klytumno gefunden, von dem Herr Prof. Vicenza Alessandro in Perugia die grosse Freundlichkeit hatte, mir Proben zu schicken.

Ich unterlasse es, die Zahlenwerte für alle untersuchten Wassersorten anzugeben, da die Resultate, wie sich zeigen wird, wesentlich beeinflusst werden können durch die Art des Auffangens des Wassers, sowie durch die Zeit, die zwischen dem Einfüllen und der Untersuchung verstrichen ist.

2. Leitet man Wasserstrahlpumpenluft, also „aktive" Luft, durch irgendeine unwirksame Flüssigkeit, so wird dieselbe dadurch aktiviert, d. h. stellt man mit dieser Flüssigkeit jetzt Versuche an, so erhält man dieselben Resultate wie bei frischem Quellwasser. Die beim Durchstreichen von Luft durch aktives Wasser mitgeführte Emanation kann also von anderen Flüssigkeiten aufgenommen, absorbiert werden. Herr v. Traubenberg, der diese Versuche ausgeführt hat, hat gefunden, dass die Kohlenwasserstoffe den grössten Absorptionskoeffizienten besitzen. Ein Liter Petroleum z. B. ver-

1) Das Folgende enthält einen Auszug aus Ber. d. Naturf. Ges. Freiburg i. B., Bd. XIV S. 181, dem die Resultate einiger neuer Versuche eingefügt sind. F. Himstedt.

mag, wenn durch Durchleiten von Wasserstrahlluft gesättigt, ca. 20 mal soviel Emanation aufzunehmen, als ein ebenso behandeltes gleiches Quantum Wasser.

3. Die eben erwähnte Thatsache musste den Gedanken nahelegen, Erdöl, welches direkt am Bohrloche aufgefangen ist, zu untersuchen. Die Elsässische Petroleum-Gesellschaft in Walburg i. E. hatte die Freundlichkeit, mir zwei Proben von Petroleum zu schicken, welche direkt an den Bohrlöchern zweier verschiedener Quellen aufgefangen waren. Beide Proben erwiesen sich als aktiv. Dass das käufliche Petroleum nicht aktiv ist, erklärt sich sehr einfach daraus, dass es durch Destillation gewonnen ist. So wie man die von einer Flüssigkeit absorbierten Gase durch Sieden austreiben kann, so wird auch die gasförmige Emanation durch diesen Prozess ausgetrieben.

4. Nach dem Vorhergehenden ist zu erwarten, dass wenn man aktive Kellerluft durch eine inaktive Flüssigkeit saugt, oder die Flüssigkeit längere Zeit in der Kellerluft stehen lässt, dieselbe dadurch aktiviert werden kann. Der Versuch bestätigt dies, und führt somit zu der Vorstellung, dass zwischen einer Flüssigkeit und einem Gase sich stets ein Gleichgewichtszustand hinsichtlich der Aktivität herzustellen sucht, wobei aber zu berücksichtigen ist, dass die verschiedenen Flüssigkeiten verschieden grosse Absorptionskoeffizienten für die Emanation besitzen. Am besten wird dies wohl durch folgende Beobachtung illustriert. Ein Liter Petroleum und ein Liter Wasser wurden entaktiviert, d. h. es wurde eine Stunde lang Zimmerluft durch dieselben hindurchgeblasen. Sie sind hierdurch mit der Zimmerluft im Gleichgewicht. Wird mit ihnen ein Versuch angestellt, wie unter No. 1 beschrieben, so zeigt sich keine Änderung der Leitfähigkeit im Gefässe. Die Flüssigkeiten wurden hierauf in flachen Glasschalen nebeneinander in dem Keller aufgestellt. Nach drei Wochen wurden sie untersucht. Beide waren aktiv geworden, das Petroleum enthielt aber, dem grösseren Absorptionskoeffizienten entsprechend, bedeutend mehr Emanation als das Wasser.

Man kann am einfachsten wohl die Sache so darstellen, dass man sagt: Für diese Emanation gilt das Daltonsche resp. Henrysche Gesetz. Aus dieser Vorstellung erklären sich ganz zwanglos die folgenden Beobachtungen. Wasser, das direkt an der Quelle eingefüllt war, erwies sich stark aktiv, ca. 50 m von der Quelle entfernt eingefülltes Wasser war wesentlich schwächer aktiv, und nachdem das Wasser ca. 200 m über Geröll stark bergab geflossen war, erwies es sich als inaktiv. Ein cementiertes Gartenbassin wurde mit aktivem Leitungswasser gefüllt. Nach 24 Tagen wurde eine Probe untersucht, und es ergab sich das überraschende Resultat, dass die Leitfähigkeit der Luft im Apparate durch das Hindurchstreichen durch dieses Wasser nicht erhöht, sondern vermindert wurde. Die Erklärung war leicht zu finden. Die Luft im Freien über dem Wasser besass, wie der Versuch zeigte, eine geringere Leitfähigkeit als die Zimmerluft. Ebenso erklärt es sich, dass frisch aufgefangenes Regenwasser einmal eine geringe Abnahme, ein anderes Mal eine geringe Zunahme der Leitfähigkeit der Zimmerluft verursachte; das Regenwasser befindet sich, sozusagen, im Gleichgewicht mit der Aussenluft, und zeigt der Versuch nur den Unterschied dieser gegen die Zimmerluft.

Sehr deutlich trat dies Verhalten bei Versuchen mit Seewasser hervor. Das Wasser war auf freier See bei Helgoland aufgefangen und kam drei Tage nach dem Auffangen in Freiburg zur Untersuchung. Die Zerstreuung in Zimmerluft ergab 1 Sk. in 60 Min. Nachdem die Luft durch das Seewasser gesaugt war, 1 Sk. in 81 Min. Man kann hieraus geradezu den Schluss ziehen, dass die Zerstreuung in der Seeluft bei Helgoland entschieden geringer gewesen sein muss als in der Zimmerluft in Freiburg, denn der Absorptionskoeffizient von Salzwasser ist nach unseren Versuchen nicht so sehr von dem des Wassers verschieden.

5. Es schien mir von Interesse zu sein, wenn möglich, die Temperatur genauer zu bestimmen, bei der die Emanation in dem Kupferrohr ausfriert resp. wieder auftaut.[1]) Eine Kupferspirale wurde zusammen mit einem Pentan-Thermometer in ein Glasgefäss von 5 cm Durchmesser und 30 cm Länge gesteckt, das seinerseits wieder in ein Dewarsches Gefäss von 9 cm Durchmesser und 45 cm Länge gehängt werden konnte. Zuerst wurden beide Gefässe mit flüssiger Luft gefüllt und wurde zwei Stunden lang durch die Kupferspirale getrocknete und von CO_2 und O befreite Wasserstrahlluft geschickt. Dann wurde die flüssige Luft aus dem inneren Glasgefässe entfernt und dasselbe oben möglichst dicht mit Watte verschlossen, durch die hindurch nach aussen nur die beiden an die Kupferspirale gesetzten Gummischläuche ragten. Solange das Dewarsche Gefäss bis zum Rande mit flüssiger Luft gefüllt, das innere Glasgefäss also nahezu 30 cm in diese eintauchte, zeigte das Thermometer konstant -182^0 C. Um andere Temperaturen zu erhalten, wurde die flüssige Luft aus dem Dewarschen Gefässe so weit fortgenommen, dass das innere Glasgefäss nicht mehr eintauchte, und es wurde oben die Oeffnung ebenfalls gut mit Watte verschlossen. Durch diese hindurch ging ein Glas-

1) Vgl. die Versuche Drudes Ann. d. Phys. **12**, 107, 1903

rohr, das je nach Bedarf bis auf den Boden des Dewarschen Gefässes oder nur so weit hineingesteckt wurde, dass sein unteres Ende oberhalb der flüssigen Luft sich befand. Durch verschieden starkes Hindurchblasen von Luft durch dieses Glasrohr liess sich jede gewünschte Temperatur von -189^0 bis -140^0 C. auf 2—3 Grade genau einstellen und beliebig lange konstant halten. Es wurden nun bei verschiedenen Temperaturen mit einer Hempelschen Gasbürette mit Quecksilberfüllung jeweils 100 cbcm Gas aus der Kupferschlange langsam herausgesaugt, in den Versuchsapparat gebracht und untersucht, ob eine Änderung der Leitfähigkeit eintrat. Wiederholte Versuche, bei denen mit auf- und mit absteigenden Temperaturen gearbeitet wurde, haben ergeben, dass unterhalb -154^0 C. nie eine nachweisbare Menge der Emanation aus dem Kupferrohre erhalten wurde, und dass umgekehrt oberhalb -147^0 C. stets die Wirkung der gasförmigen Emanation nachweisbar war. Ich glaube deshalb, dass der Kondensationspunkt zwischen -147^0 und 154^0 C. liegt. Enger habe ich die Grenzen trotz wiederholter Versuche nicht ziehen können. Rutherford und Soddy[1]) haben inzwischen gezeigt, dass die Radiumemanation ebenfalls in flüssiger Luft kondensiert wird, und haben nach einer ähnlichen Methode den Kondensationspunkt zu -150^0 C. bestimmt. Die Übereinstimmung ist eine so augenfällige, dass sich die Vermutung nicht von der Hand weisen lässt, es handle sich in beiden Fällen um dieselbe Emanation.

6. Herr v. Traubenberg hat deshalb auf meine Veranlassung untersucht, ob auch die Radiumemanation ähnlich wie die Emanation des Wassers von verschiedenen Flüssigkeiten verschieden stark absorbiert wird und hat gefunden, das hier in der That ein unverkennbarer Parallelismus besteht.

7. Drei Glasgefässe I, II und III standen durch Röhren miteinander in Verbindung. III konnte von I und II durch einen Hahn abgeschlossen werden. Die Gefässe wurden mit Radiumemanation, die von 50 mgr eines Gieselschen Präparates stammte, gefüllt, so dass sie im Dunklen hell leuchteten. Wurde I in flüssige Luft gesteckt, so war nach 1—2 Tagen das Leuchten in II so gut wie vollständig verschwunden, während III, wenn durch Hahn während dieser Zeit abgeschlossen, weiter leuchtete. Wurde die flüssige Luft wieder entfernt, so leuchteten nach ca. 24 Stunden wieder alle 3 Gefässe mit gleicher Helligkeit. Die Versuche wurden mehrfach wiederholt und variiert. Die Radiumemanation verhielt sich genau wie ein überhitzter Dampf, der bei der Temperatur der flüssigen Luft kondensiert wird. — Die gleichen Versuche wurden mit Wasserstrahlluft mit dem Elektroskop messend verfolgt. Zwei vollkommen gleiche Glasröhren wurden mit Wasseremanation gefüllt. No. I wurde mit einem mit Zimmerluft gefüllten Gefässe No. III verbunden, das in flüssige Luft tauchte, No. II verschlossen aufbewahrt. Nach zwei Tagen wurde der Inhalt der Röhren und des Gefässes in dem Versuchsapparate untersucht. Die Blätter des Elektroskops fielen in 12 Minuten um 1 Sk. zusammen, wenn der Apparat mit Zimmerluft gefüllt war.

Nachdem das Rohr I in den Apparat entleert war, betrug die Zeit für 1 Sk. — 10′ 50″, also nur eine ganz geringe Zunahme der Leitfähigkeit. Der Apparat wurde mit Zimmerluft ausgespült, 1 Sk. — 12′, Rohr II eingeleitet, 1 Sk. — 3′ 20″ wieder Zimmerluft 1 Sk. — 12′ 10″, das Gefäss III 1 Sk. — 3′ 35″. Also die Emanation ist so gut wie vollständig in das in flüssiger Luft gekühlte Gefäss hinüber gewandert.

8. Herr Crookes[1]) hat gezeigt, dass Sidotblende unter dem Einfluss der Radiumemanation die Erscheinung des Szintillierens zeigt. Die Herren Elster und Geitel haben dann festgestellt, dass ein Sidotblendeschirm auch in Kellerluft die gleiche Erscheinung zeigt, vorausgesetzt, dass man ihn mit dem negativen Pol einer Hochspannung verbindet. Diesen letzteren Versuch habe ich mit bestem Erfolge mit Wasserstrahlluft nachmachen können. Aber auch bei der Crookesschen Anordnung, also ohne den Schirm negativ zu laden, habe ich die Erscheinung mit Wasserstrahlluft gesehen.

Ganz sicher und ohne Schwierigkeit habe ich das Szintillieren mit der in flüssiger Luft kondensierten Emanation nachweisen können, weil dasselbe hier weit stärker auftrat.

9. In der citierten Arbeit habe ich gezeigt, dass wenn man den Versuchsapparat mit gut leitender Wasserstrahlluft füllt und dann verschlossen stehen lässt, die Leitfähigkeit langsam aber beständig bis auf den normalen Wert der Zimmerluft abnimmt. An dem Apparate waren gefettete Hähne, in demselben waren grössere Metalloberflächen, und es erschien deshalb nicht undenkbar, dass infolge von kleinen Undichtigkeiten etc. das wirksame Agens verloren ging. Um möglichst einfache Verhältnisse zu haben, habe ich eine Anzahl von gleichgrossen Glasröhren mit Wasserstrahlluft gefüllt und zugeschmolzen. Die erste wurde noch am gleichen Tage in den Versuchsapparat entleert und die dadurch bewirkte Steigerung

1) Rutherford und Soddy Philos. Mag. (6), 5, 516, 1903.

1) Entnommen aus dieser Zeitschr. 4, 439, 1903. Über die durch radioaktive Emanation erregte szintillierende Phosphoreszenz der Sidotblende von Elster und Geitel.

der Leitfähigkeit gemessen. Die zweite am folgenden Tage u. s. w. Es zeigte sich genau das gleiche Abklingen der Wirksamkeit, wie es früher beobachtet war. Die nach 29 Tagen entleerte Röhre brachte keine messbare Steigerung der Leitfähigkeit mehr hervor.

Ebenso wurden eine Anzahl von Flaschen mit aktivem Wasser gefüllt und verschlossen aufbewahrt. Es ergab sich das gleiche Abklingen der Wirksamkeit. Auch ein dickwandiges Bleigefäss wurde mit Wasser gefüllt, zugelötet, und in ein Wasserreservoir versenkt, vier Wochen lang aufbewahrt. Die Untersuchung ergab, dass das Wasser nach dieser Zeit keine Emanation mehr enthielt resp. abgab.

10. Über Versuche, welche ich in Gemeinschaft mit Prof. G. Meyer hier ausgeführt habe, das Spektrum des Emanationsgases zu photographieren, soll in Bälde berichtet werden. Hier möchte ich nur kurz erwähnen, dass ich bei Gelegenheit dieser Versuche festgestellt habe, dass die Emanation nicht zerstört wird, wenn man sie durch beliebige Säuren oder Alkalien gehen lässt, wenn man sie über glühendes Kupfer oder glühendes Magnesium leitet, noch wenn man elektrische Funken oder stille elektrische Entladungen darauf einwirken lässt.

11. In dem Sitzungs-Bericht der Berl. Akad. v. Januar d. Js. hat Herr Schenck[1]) die Frage aufgeworfen: „Sollte diese Emanation (die des Radiums) nicht aus Ozon bestehen?"

Ich glaube, Herr Schenck hat bei der Stellung dieser Frage übersehen, dass die Radiumemanation ebenso wie die Wasseremanation, wie im vorstehenden angegeben ist, durch Säuren und Alkalien, über glühendes Kupfer und über glühendes Magnesium geleitet werden kann, ohne verändert zu werden. Dies trifft beim Ozon wohl sicher nicht zu.

Es lässt sich übrigens leicht ein Parallelversuch anstellen, der in sehr drastischer Weise das verschiedene Verhalten von Radiumemanation und von Ozon darthut. Ein starker Ozonstrom wurde gegen die Sidotblende geblasen. Es ist dann eine, nur mit völlig ausgeruhtem Auge wahrnehmbare Zunahme des Leuchtens zu konstatieren, dabei aber starker Ozongeruch zu bemerken. Wird der Ozonstrom durch Jodkaliumlösung geleitet, so verschwindet mit dem Geruch auch die Wirkung auf die Sidotblende; die Jodkaliumlösung wird in wenigen Sekunden blau.

Wurde über ein Pariser Radiumpräparat von mittlerer Stärke, das in einer Glasröhre eingeschlossen war, nur 1 Sek. lang mit dem Munde ein Luftstrom gegen den Sidotschirm geblasen, so leuchtete derselbe intensiv, ein Ozongeruch war aber nicht nachweisbar. Wurde bei einem zweiten Versuche zwischen das Radium und den Schirm eine Waschflasche mit Jodkaliumlösung geschaltet, so wurde hierdurch die Wirkung auf den Leuchtschirm nicht beeinflusst, eine beobachtbare Bläuung der Lösung trat bei dem einmaligen Luftstoss nicht ein.

12. Aus den vorstehend kurz beschriebenen Versuchen glaube ich den Schluss ziehen zu können, dass sich in unserer Erde weit verbreitet — vielleicht überall — radioaktive Stoffe finden, von denen eine gasförmige Emanation ausgeht, die vom Wasser (Erdölen) absorbiert wird, mit diesem an die Oberfläche kommt und sich dort dann in die Luft verbreitet. Der Umstand, dass diese Emanation in mehrfacher Beziehung das gleiche Verhalten zeigt wie die Emanation des Radiums, lässt es nicht unmöglich erscheinen, dass beide identisch sind, das würde dann heissen, dass entweder die Uranerze, aus denen die Radiumemanation stammt, sehr weit verbreitet sein müssen, oder aber, dass es noch andere Stoffe giebt, die, wenn auch vielleicht in viel geringerem Masse als jene, die Fähigkeit besitzen, eine Emanation abzugeben. Die Thoremanation kann bei meinen Versuchen kaum eine grosse Rolle gespielt haben, da dieselbe, wie bekannt, viel schneller abklingt, womit aber nicht gesagt sein soll, dass nicht auch vielleicht Spuren dieser Emanation im Wasser nachweisbar sein werden. Nicht unerwähnt möchte ich lassen, dass die starke „Aktivität" der Thermalwasser vielleicht bei der Erklärung ihrer Heilwirkung mit heranzuziehen ist. Sollte sich diese Vermutung bestätigen, so würde es leicht begreiflich erscheinen, dass diese Wasser, wie, glaube ich, als feststehend angesehen werden darf, durch das Verschicken so schnell und stark an Heilkraft verlieren können.

Bedenkt man, dass der Absorptionskoeffizient des Wassers wie des Petroleums für diese Emanation, wie wir durch Versuche festgestellt haben, mit steigender Temperatur abnimmt, dass anderseits die Thermalquellen eine besonders grosse Aktivität gezeigt haben, so drängt sich die Annahme auf, dass vielleicht in grösseren Tiefen der Erde bedeutendere Mengen radioaktiver Mineralien sich finden als in den oberen Schichten, und nach den Beobachtungen Curies von der fortgesetzten Wärmeentwicklung des Radiums wäre die Frage aufzuwerfen, ob nicht möglichenfalls die radioaktiven Bestandteile der Erde bei der Erklärung der Erdtemperatur in Betracht zu ziehen wären.

Freiburg i. B., 19. Oktober 1903.

(Eingegangen am 24. Februar 1904.)

1) R. Schenck, Theorie der radioaktiven Erscheinungen Sitz.-Ber. Berl. Akad. 7. Jan. 1904.

Über das Spektrum der Emanation.

Von Th. Indrikson.

In seiner Mitteilung über die „Theorie der radioaktiven Erscheinungen“ [1]) hält R. Schenck es für nicht ausgeschlossen, dass das Helium in dem von Ramsay beobachteten Spektrum aus der Luft des Laboratoriums stammt. R. Schenck drückt den Wunsch aus, dass die Experimente von Ramsay in anderen Laboratorien baldigst wiederholt würden.

Ich habe im Physikalischen Institut der Universität St. Petersburg die Experimente von Ramsay wiederholt und teile hier meine Ergebnisse mit.

Mein Zweck war das Spektrum der Emanation zu erhalten und das Erscheinen der Heliumlinien zu beobachten, wie es Ramsay [2]) beschrieben hat. Das Experiment wurde folgendermassen angestellt. Ein Gefäss, welches eine Lösung von 10 mgr Radiumbromid in 10 ccm Wasser enthielt, war durch eine Schlangenröhre mit einer Plückerschen Röhre verbunden. Ein T-förmiger Hahn zwischen dem Gefäss und der Plückerschen Röhre ermöglichte ein Spülen des Apparates mit Wasserstoff.

Nachdem der Apparat mit Wasserstoff ausgespült war, wurde er im Laufe von 24 Stunden der Wirkung der Emanation ausgesetzt. Nach 24 Stunden wurde das Gefäss mit der Radiumbromidlösung abgetrennt, und die Schlangenröhre auf 1 Stunde in flüssige Luft gebracht. Zugleich wurde der Apparat an eine Luftpumpe angeschlossen und evakuiert.

Nachher wurde die Röhre aus der flüssigen Luft herausgenommen und nachdem sie die Temperatur des Zimmers angenommen hatte, wurde der Apparat wieder evakuiert.

Dann wurde die Plückersche Röhre abgeschmolzen und ihr Spektrum beobachtet. Ich benutzte ein Spektroskop von Merz mit einem Vergleichsprisma. Die Dispersion war ziemlich stark (die Natriumlinie war doppelt und scharf). Das Spektrum der Emanation erwies sich als sehr kompliziert und bestand aus einer grossen Anzahl von Linien. Der Vergleich mit dem Spektrum des Heliums zeigte keine Spur der Linien des letzteren im Spektrum der Emanation. Ich hatte zwei Röhren angefertigt, eine den $\frac{21.\ \text{Nov.}}{4.\ \text{Dez.}}$, die andere den $\frac{27.\ \text{Nov.}}{10.\ \text{Dez.}}$ 1903. Den Misserfolg suchte ich dadurch zu erklären, dass ich zu wenig Radiumbromid gelöst hatte (10 mg, bei Ramsay waren es 50 mg). Ich beschloss, das Spektrum jener Gase zu untersuchen, welche bei der Lösung des Radiumbromids frei werden. Die Möglichkeit, dieses Experiment auszuführen trat bald ein. Doktor London bat mich, 10 mg Radiumbromid für ihn zu lösen. Ich löste dieses Radiumbromid in einem geschlossenen, mit einer Ansatzröhre versehenen Gefäss den 1. (14.) Dezember. Dann wurde das Gefäss mit einer im voraus evakuierten Spektralröhre verbunden. Beim Lösen des Radiums leuchtete das ganze Gefäss und die Ansatzröhre. Die Spektralröhre wurde vom Gefässe abgetrennt und 24 Stunden stehen gelassen. Am anderen Tage, den 2. (15.) Dezember, leuchtete sie noch. Dann wurde sie evakuiert. Das Leuchten wurde etwas schwächer, war aber noch ziemlich intensiv.

Den 2. Dezember waren keine Heliumlinien im Spektrum der Emanation zu beobachten. Wurden die Elektroden der Röhre an ein Induktorium angeschlossen, so wurde das Leuchten ähnlich demjenigen, welches man in verdünnter Luft beobachtet.

Die Röhre leuchtete noch einige Tage und während dieser Zeit waren keine Heliumlinien zu bemerken.

Den 6. (20.) Dezember leuchtete die Röhre nicht mehr im Dunkeln und das Leuchten unter dem Einfluss elektrischer Entladungen war von dem Leuchten verdünnter Luft verschieden. Das Spektrum zeigte einige unzweifelhafte Linien des Heliums; doch waren diese Linien im Spektrum der Emanation sehr schwach.

Darauf untersuchte ich die früher (den 21. und den 27. Nov.) von mir verfertigten Röhren. In der ersteren Röhre waren Heliumlinien ziemlich deutlich, in der zweiten nur undeutlich sichtbar.

Die Beobachtung mittels des Vergleichsprismas zeigte die Identität einer roten, einer grünen, einer blauen und einer violetten Heliumlinie mit Linien im Spektrum der Emanation.

Die gelbe Heliumlinie befand sich zwischen zwei Linien im Spektrum der Emanation, mit welchen sie jedoch nicht zusammenfiel.

Das Spektrum der Emanation war sehr kompliziert, da beim Vorbereiten der Röhre keinerlei Vorsichtsmassregeln getroffen waren. Da die Emanation aus einer Wasserlösung stammte, so waren auch Wasserdämpfe in der Röhre. Das Spülen mit Wasserstoff erwies sich als unpraktisch, da die hellen Wasserstofflinien das Beobachten der benachbarten Linien beeinträchtigen.

Zur Zeit sind die Heliumlinien im Spektrum der Emanation noch deutlicher; jedoch die gelbe Heliumlinie fällt nicht mit den gelben Linien im Spektrum der Emanation zusammen.

Wenn man das Schlangenrohr in flüssige Luft versenkt, so werden die Linien schärfer und zwischen den zwei

1) R. Schenck, Sitzber. Berl. Ak. d. W. I—II, 1904, 44.

2) Diese Zeitschr. 4, 651, 1903.

oben beschriebenen gelben Linien tritt eine dritte schmale auf, die mit einer Heliumlinie identisch zu sein scheint.

Es wäre interessant gewesen, das allmähliche Erscheinen der Heliumlinien zu verfolgen, jedoch hatte ich es nicht gethan, da ich am Erfolg der Versuche zweifelte.

Es ist zu bemerken, dass im Physikalischen Institut niemals Experimente mit Helium gemacht wurden.

St. Petersburg, 20. Januar (2. Februar) 1904, Physikalisches Institut der Kaiserl. Universität.

(Eingegangen 8. Februar 1904.)

Die Absorption von Quarz, Kalkspat, Steinsalz, Flussspat, Glyzerin und Alkohol im äussersten Ultraviolett.

Von A. Pflüger.

Die Absorption dieser, für die praktische Optik wichtigen Substanzen wurde mittels der in dieser Zeitschrift **4**, 614, 861, 1903 und **5**, 34, 1904 beschriebenen Methode, mit Spektrometer und Thermosäule, unter Benutzung von Metallfunken als Lichtquelle, bestimmt. Für die Flüssigkeiten dienten zwei verschieden dicke, planparallele Quarztröge, die nacheinander in den parallelen Strahlengang zwischen Prisma und Kollimatorobjektiv eingeschoben wurden. Das Verhältnis der Galvanometerausschläge giebt dann direkt die Absorption einer Flüssigkeitsschicht von der Dicke der Differenz beider Quarztröge an. Diese Absorption A ist in den Tabellen in Prozenten der eindringenden Strahlung pro 1 cm durchstrahlter Schichtdicke ausgedrückt.

Für die festen Körper kann das gleiche Verfahren angewandt werden, wenn sie in zwei genügend grossen, planparallelen Platten zur Verfügung stehen. Besitzt man nur eine Platte des betr. Materials, so muss die Reflexion an den beiden Flächen aus dem Werte des Brechungsindex nach den Fresnelschen Formeln berechnet und abgezogen werden. Dies Verfahren wurde nur bei einer, unten gekennzeichneten Quarzplatte benutzt.

Die übrigen Substanzen standen nur in kleinen, bezw. nicht genügend planparallel geschliffenen Stücken zur Verfügung. Sie wurden darum in den Strahlengang zwischen dem (dicht vor dem Spalt angeordneten) Funken und dem Spalt eingeschoben, ihr Schwächungsverhältnis bestimmt, und das A unter der Annahme berechnet, als wenn der Strahlengang ein paralleler gewesen sei. Das Öffnungsverhältnis des Kollimatorobjektivs betrug für die untersuchten ultravioletten Strahlen ca. 1:7, und der Fehler, den man mit dieser Annahme begeht, ist nicht allzu gross, so dass man die so bestimmten A für praktische Zwecke als genügend genau bezeichnen kann.

Quarz.

Die Versuche ergaben, dass Quarz verschiedener Herkunft sehr verschieden durchlässig ist. Einzelne Krystalle zeigen ausserdem ausgeprägten Dichroismus. Als Probe eines gut durchlässigen Krystalls diene die oben erwähnte planparallele Platte:

Absorption einer Quarzplatte (⊥ Achse geschliffen 9 mm dick).

Wellenlänge in $\mu\mu$:	186	203	214	222
A:	32,8 Proz.	16,4 Proz.	8 Proz.	5,8 Proz.

Es wurden darauf acht Plättchen, aus vier, von verschiedenen Fundorten stammenden Krystallen, ⊥ und ∥ der Achse geschnitten, jedes 2,6 mm dick, für 186 $\mu\mu$ untersucht. Die direkt gemessene Schwächung dieser Plättchen, ohne Abzug der Reflexion, betrug:

Krystall 1 ⊥	Krystall 1 ∥	Krystall 2 ⊥	Krystall 2 ∥
76,5 Proz.	76 Proz.	72,6 Proz.	80,7 Proz.

Krystall 3 ⊥	Krystall 3 ∥	Krystall 4 ⊥	Krystall 4 ∥
51 Proz.	78,5 Proz.	72 Proz.	74,8 Proz.

3 zeigt ausgeprägten, 2 schwächeren Dichroismus. Für Krystall 3 berechnet sich:

$$A \perp = 88 \text{ Proz.} \quad A \parallel = 36 \text{ Proz.}$$

$A \perp$ ist also sehr gross, und der Krystall für praktische Zwecke als schlecht brauchbar zu bezeichnen. Ein Prisma aus diesem Krystall (von 45° Grad brechendem Winkel, und 4 cm Basis, opt. Achse senkrecht zur brechenden Kante) lässt 186 $\mu\mu$ so schlecht durch, dass die Wärmewirkung der Aluminiumlinien bei 186 $\mu\mu$ mit der von mir beschriebenen Versuchsanordnung kaum nachweisbar ist. Dies gelingt aber

recht gut mit einem ebensolchen Prisma, dessen $A \perp = 33$ Proz. ist. Da ein Quarzprisma von 45^0 ungefähr dieselbe Dispersion wie ein Flussspatprisma von 60^0 (im Gebiete 275—186 $\mu\mu$) hat, so kann man die von mir beschriebenen Versuche bis 186 $\mu\mu$ damit, statt mit einem Flussspatprisma bequem wiederholen. Die Firma Carl Zeiss-Jena besitzt solche, von mir geprüfte Krystalle.

Geschmolzener Quarz ist sehr schlecht durchlässig. Eine Platte von 2,81 mm Dicke liess bei 210 $\mu\mu$ 56 Proz. und unterhalb 200 nichts durch.

Flussspat.

Zur Untersuchung diente ein Plättchen von 4,61 mm Dicke. Die Absorption ist bei 186 $\mu\mu$ schon merklich. Die direkte Messung ergab eine Durchlässigkeit von 83 Proz., woraus sich $A = 20$ Proz. für $\lambda = 186$ $\mu\mu$ berechnet.

Steinsalz.

Zur Untersuchung diente eine Platte von 5,65 mm Dicke. Die Versuche wurden häufig wiederholt, und die Platte beständig nachpoliert, da der geringste Feuchtigkeitsniederschlag, der eine mit blossem Auge völlig unsichtbare Trübung der Politur herbeiführt, die Durchlässigkeit im Ultraviolett stark herabsetzt. Die grössten erhaltenen Zahlen sind die folgenden:

Wellenlänge in

$\mu\mu$:	186	210	231	280
A:	30 Proz.	23 Proz.	14 Proz.	4,5 Proz.

Das Steinsalz kommt also für 186 dem besten Quarz an Durchlässigkeit gleich. Seine Absorptionskurve fällt aber nicht plötzlich, wie die des Quarzes, sondern sehr langsam ab. Auch hat es den Nachteil sehr grosser Brechungsindices und damit grossen Reflexionsverlustes. Da die Dispersion des Steinsalzes im Gebiete 275 bis 186 $\mu\mu$ etwa dreimal so gross ist, wie die des Quarzes, wird ein Prisma daraus für Untersuchungen, bei denen es auf die variable Absorption nicht so sehr ankommt (Intensitätsverhältnisse in engen Triplets, u. dgl.) sehr gut zu brauchen sein. Nach einem Vorschlage, den ich Herrn Prof. Kaufmann verdanke, klebe man, um die Politur der Flächen zu schonen, auf diese mittels Glyzerin dünne Quarzplatten auf. Das Prisma hält sich dann ganz ausgezeichnet und liefert ein gutes Bild.

Ein Prisma von 20^0 brechendem Winkel hat ungefähr dieselbe Dispersion, wie ein Flussspatprisma von 60^0, und ist darum zur Wiederholung meiner Versuche bis 186 $\mu\mu$ sehr geeignet.

Kalkspat.

Benutzt wurde ein Plättchen, senkrecht zur Achse geschnitten, 6,1 mm dick. Es ist wohl anzunehmen, dass auch Kalkspat Dichroismus und verschiedene Absorption, je nach Herkunft, zeigen wird.

Wellenlänge:

in $\mu\mu$	214	231	240	258	280
A	97 Proz.	69 Proz.	44 Proz.	26 Proz.	15 Proz.

Ein Plättchen, 1,1 mm dick, war unterhalb 200 $\mu\mu$ ganz undurchlässig.

Glyzerin.

Benutzt wurde chemisch reinstes, von Merck bezogenes Glyzerin.

Wellenlänge in:

$\mu\mu$	227	257	275	293	330
A	81 Proz.	50 Proz.	57 Proz.	46 Proz.	24 Proz.

Bei 275 $\mu\mu$ befindet sich also ein Buckel der Absorptionskurve. Unterhalb 210 ist eine Schicht von 1 cm Dicke völlig undurchlässig.

Äthyl-Alkohol.

Chemisch reinster von Merck.

Wellenlänge in:

$\mu\mu$	203	206	214	219	227	240	280	
A	96	86	72	63	42	28	20	Proz.

Die Resultate sind in umstehender Figur graphisch dargestellt.

Bonn, im März 1904.

(Eingegangen 14. März 1904.)

BESPRECHUNGEN.

Henri Abraham, Recueil d'expériences élémentaires de physique. Publié avec la collaboration de nombreux physiciens. Première partie: Travaux d'atelier, Géometrie et Mécanique, Hydrostatique, Chaleur. (H. Abraham, Sammlung einfacher physikalischer Demonstrationen. I. Laboratoriumsarbeiten, Geometrie und Mechanik, Hydrostatik, Wärme.) Paris, Gauthier-Villars. 1904.

Das Werk, dessen erster Teil hier vorliegt, ist auf Anregung und mit den Mitteln der „Société française de Physique" entstanden und verdient den deutschen Werken von Lehmann Frick, Weinhold an die Seite gestellt zu werden. Das sehr reichlich mit Abbildungen ausgestattete Buch verdankt seine vorzügliche Auswahl von Demonstrationsexperimenten, sowie die besondere Fülle praktischer Ratschläge dem Umstande, dass es nicht das Werk eines Einzelnen ist, sondern eine grosse Reihe von Mitarbeitern besitzt, welche sämtlich ihre Erfahrung und ihren Rat dem Bearbeiter zu Ge-

bote gestellt haben. Die über 300 Abbildungen sind grösstenteils sehr instruktiv; besonders die das Arbeiten an der Drehbank und das Glasblasen betreffenden und überall merkt man den erfahrenen Experimentator heraus, der mit wenig Mitteln viel und Gutes zu leisten vermag. Das Buch kann daher allen, die sich für physikalische Experimentierkunst interessieren, eindringlich empfohlen werden, in erster Linie aber den Lehrern der Physik an höheren Schulen, für welche sich eine Fülle anschaulicher Demonstrationen aus der Mechanik und Wärmelehre in diesem ersten Teile finden. Emil Bose.

(Eingegangen 20. November 1903.)

Walther Thorner, Die Theorie des Augenspiegels und die Photographie des Augenhintergrundes. gr. 8. V u. 134 S. mit 64 Fig. u. 3 phot. Taf. Berlin, August Hirschwald. 1903. M. 6,—.

Die Lektüre dieses tief in die Fragen der Ophthalmoskopie eingehenden Werkchens erfordert zum gründlichen Verständnis genaues Studium, wozu mir leider die Zeit fehlte; ich kann nur sagen, dem Verfasser scheint gelungen zu sein, was er erstrebte; auch die interessanten 14 photographischen Nachbildungen des Augenhintergrundes einer Katze, von 2 Mädchen, 3 Knaben und 2 Frauen in mittlerem und höherem Alter geben Zeugnis hiervon. Das erste Kapitel, die Untersuchung im aufrechten und im umgekehrten Bilde, behandelt die Geschichte des Augenspiegels. Das zweite, die Beseitigung der Reflexe, ist das Grundlegende der ganzen Schrift. Nachdem sich die Immersions- und die Polarisationsmethode als zu umständlich erwiesen, gelang es dem Verfasser auf geometrischem Wege, durch räumliche Anwendung von Blenden, die bilderzeugenden Strahlen von den störenden Reflexstrahlen zu trennen. Er benutzt ein reelles Bild der Pupille des beobachteten Auges sowohl im Beleuchtungs- wie auch im Beobachtungsraum; für die eine Hälfte des untersuchten Augenhintergrundes werden die Reflexe durch Abblendung im Beobachtungsraum, für die andere durch Abblendung im Beleuchtungsraum beseitigt. Dieses Prinzip erwies sich geeignet zur Lösung von weiteren Aufgaben. Zunächst wird die Konstruktion eines stabilen Augenspiegels, welcher infolge Reflexlosigkeit die Anwendung allgemein optischer Gesichtspunkte gestattet, Gesichtsfeld, Vergrösserung, Helligkeit sowie die Art der Untersuchung besprochen. Alsdann werden die Methoden der Refraktionsbestimmung besprochen, Erzeugung eines scharfen Bildes auf der Netzhaut des untersuchten Auges bzw. die Schattenmethode, wobei aus dem gleich- bzw. gegenläufigen Wandern des Schattens bei seitlicher Abblendung auf die Einstellung geschlossen wird, bzw. die Basismethode der Entfernungsmesser; nach der ersten wird ein Apparat konstruiert. Ferner wird die Konstruktion eines stereoskopischen Augenspiegels bzw. stereoskopischen Okulars entwickelt und endlich die Photographie des Augenhintergrundes behandelt, welche selbst stereoskopisch möglich wäre und besonders gute Resultate bei jugendlichen Individuen ergiebt. Karl Strehl.

(Eingegangen 5. Januar 1904.)

Erich Marx, Über wahre und scheinbare Abweichungen vom Ohmschen Gesetz, Sammlung elektrotechnischer Vorträge. gr. 8. 13 S. mit 3 Abb. Stuttgart, Ferd. Enke. 1903. M. 2,40.

Wie schon von anderer Seite geschehen ist, definiert Marx als wahre Abweichung vom Ohmschen Gesetz den Fall, dass die Geschwindigkeit der Ionen nicht mehr proportional der sie treibenden örtlichen Kraft ist. Er erörtert diesen Fall an der Hand des von ihm studierten Hall-Effektes in Flammengasen; gegen die von ihm hierbei angewendete Methode, den Spannungsabfall in Flammen zu verändern, sind allerdings von H. Starke (Verh. d. deutschen Physik. Ges. 5, 372, 1903) Einwände erhoben worden. Wer sich über die Anwendung des Ohmschen Gesetzes auf die Elektrolyte, Gase und Metalle für Gleich- und Wechselstrom und über gewisse Versuche hinsichtlich seiner Gültigkeitsgrenze in einer kurzen Darstellung orientieren will, dem kann der Vortrag empfohlen werden. Stark.

(Eingegangen 3. Januar 1904.)

C. Christiansen und **J. J. C. Müller, Elemente der theoretischen Physik.** gr. 8. 2. Auflage. VIII und 532 S. mit 160 Figuren im Text. Leipzig, J. A. Barth. 1903. Preis M. 10, in Leinen gebunden 11 M.

Dies Lehrbuch der theoretischen Physik bedarf, da es wohl allgemein bekannt ist, kaum eines empfehlenden Wortes. Bei der Bearbeitung der zweiten Auflage sind wesentliche Änderungen in der Anordnung und in der Darstellung nicht vorgenommen. Hinzugefügt ist ein Abschnitt über Diffusion und Osmose und ferner ein Abschnitt über Elektrolyse. Ausserdem ist im ersten Abschnitt einiges über die Berechnung der Trägheitsmomente eingeschaltet und ferner ist am Schlusse desselben Abschnitts das Prinzip der virtuellen Verrückungen eingefügt. In der Wärmelehre sind die Betrachtungen über die Kreisprozesse und über die Entropie erweitert; damit im Zusammenhange ist der Begriff der freien Energie und ferner das thermodynamische Potential eingeführt.

Mit Freuden zu begrüssen ist es, dass der Druck der Formeln übersichtlicher ist, als in

der ersten Auflage; auch sind eine Reihe von Druckfehlern und Ungenauigkeiten in denselben ausgemerzt. Stehen geblieben sind die nicht genauen Formeln in § 14, wo die Rechnung mit ein und demselben Oberflächenelement $d\omega$ durchgeführt wird, während es je nach der Lage von m_1, m_2, m_3 usw. verschiedene Werte besitzt.

G. C. Schmidt.

(Eingegangen 10. Januar 1904.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierte sich: Dr. Knoop in Freiburg i/B. für physiologische Chemie.

Es wurde berufen: Prof. Dr. Lorenz-Göttingen als Ordinarius für Mechanik, Prof. Roessler-Charlottenburg desgl. für Elektrotechnik, beide an die technische Hochschule in Danzig, Dr. A. Hagenbach als etatsmässiger Prof. für Physik an die technische Hochschule in Aachen, Reg.-Baumeister Moersch zum Prof. für Ingenieurwissenschaften in Zürich.

Es wurden ernannt: Prof. Dr. Harries, Abteilungsvorsteher am chemischen Institut zu Berlin zum ausserordentlichen Prof., die ordentlichen Prof. Ditscheiner und Finger an der technischen Hochschule zu Wien zu Hofräten, Privatdoz. Dr. Wedekind-Tübingen u Dr. Otto Dimroth zu ausserordentlichen Prof., Prof. Henri Becquerel-Paris zum korrespondierenden Mitgliede der Berliner kgl. Akad. der Wissenschaften.

Es starb: Prof. Leidie (Chemie) in Paris, Prof. Charles Soret (Experimentalphysik) in Genf.

Es erhielt die grosse goldene Medaille für Wissenschaft Geh.-Rat Prof. Dr. Hittorf zu Münster.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1904.

Technische Hochschule Aachen.

Wüllner: Experimentalphysik II: Die Lehre vom Licht und der Wärme, 6; Physik in mathematischer und experimenteller Behandlungsweise: Elektrische Schwingungen, elektromagnetische Lichttheorie, 3; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Wien und Müller), tägl. — **Wien**: Experimentalphysik, enzyklopädischer Kursus: Wärme, Schall, Licht, 2; Theorie der Elektrochemie, 2. — **Polis**: Meteorologie II: Klimatologie, 2; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie II, 1; Meteorologische Technik, 1; Übungen im Meteorologischen Observatorium. — **Grotrian**: Allgemeine Elektrotechnik, 5; Theoretische Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Praktikum. — **Rasch**: Elektrische Starkstromanlagen, 2; Elektrische Bahnen, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2. — **Finzi**: Praktische Prüfung elektrischer Maschinen, 1. — **Herrmann**: Mechanische Technologie I, 3; Fabrikanlagen und Arbeitsmaschinen, 2, Zeichnen, 2. — **Weber**: Mechanische Technologie II, 4. — **Junkers**: Arbeiten im maschinentechnischen Laboratorium I, 1. — **Köchy**: Lokomotivbau I, 1, II, Zeichnen 2; Eisenbahnmaschinenbau, 2, Zeichnen, 2; Maschinenelemente, 4, Übungen, 5; Eisenbahnwagenbau, 2. — **Lüders**: Maschinenkunde I, 3, II, 6, Entwerfen, 6. — **Obergethmann**: Maschinenbau, 5, Übungen, 6; Maschinenkonstruieren, 6. — **Pinzger**: Theoretische Maschinenlehre I, 2, II, 4, Zeichnen, 2; Kinematik, 2, Zeichnen, 2. — **Lutz**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 2; Maschinenskizzieren, 2; Automobilbau, 2, Übungen, 2; Baumaschinen, 2, Übungen, 2. —

Bredt: Experimentalchemie: Organischer Teil, 6; Organisches Praktikum (mit Levy); Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der organischen Chemie. — **Classen**: Chemie der Metalle, 4; Anorganisches Praktikum: Praktikum für qualitative und quantitative Analyse, spezielle analytische Methoden: Quantitative Analyse durch Elektrolyse, Massanalyse, Gasanalyse, Spektralanalyse; Darstellung anorganischer Präparate; Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten auf den Gebieten der analytischen und anorganischen Chemie (mit Clören, Fischer, Houben, Trenzen und Köster); Elektrochemisches Praktikum. — **Rau**: Chemische Technologie, 4; Entwerfen von chemischen Fabrikanlagen, 4; Chemisch-technisches Praktikum (mit Strutz). —

Jürgens: Höhere Mathematik I, mit Übungen, 6; Elemente der analytischen Geometrie und der Differential- und Integralrechnung, mit Übungen, 5. — **Kötter**: Darstellende Geometrie, 4, Zeichnen, 4; Elemente der darstellenden Geometrie, 2, Zeichnen 2. — **v. Mangoldt**: Höhere Mathematik II, 3, Übungen, 1; Algebraische Analysis, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Sommerfeld**: Mechanik I: Übersicht über die Dynamik des starren Körpers, über Festigkeitslehre, Hydraulik, Erddruck, 4, Übungen, 1, II: Dynamik und Hydraulik, 3, Übungen, 1. — **Haussmann**: Markscheiden und Feldmessen, 3, Übungen, 1 Tag; Markscheiderische Zeichen- und Rechen-Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der Markscheidekunde, mit Übungen, 2. — **Schumann**: Praktische Geometrie I, 3, II (Höhere Geodäsie), 2; Planzeichnen und Geodätisches Praktikum II, 4; Geographische Ortsbestimmung, 2; Eisenbahntracieren, Messübungen im Abstecken. —

Universität Basel.

Hagenbach-Bischoff: Experimentalphysik I, 6; Behandlung physikalischer Aufgaben im mathematischen Seminar, 2 *g*; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Veillon), 2. — **VonderMühll**: Einleitung in die mathematische Physik, 4 priv., 1 *g*, Übungen, 2 *g*; Ein Kapitel der mathematischen Physik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 2 *g*. — **Riggenbach**: Die Fixsternwelt, 1 *g*.; Mechanische Wärmetheorie, 2. —

Piccard: Repetitorium der Chemie, 2 *g*. — **Nietzki**: Chemisches Vollpraktikum (mit Rupe und Fichter), tägl. Chemie der aromatischen Reihe, 3. — **Kahlbaum**: Ausgewählte Kapitel der allgemeinen und physikalischen Chemie I mit historischer Einleitung, 2; Kolloquium über theoretische Chemie, 3 *g*.; Physikalisch-chemisches Praktikum tägl. — **Rupe**: Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2—3 Chemisches Kränzchen, 1. — **Fichter**: Anorganische Experimentalchemie, 6; Analytisches Halbpraktikum für Anfänger, 9; Organisch-chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Kreis**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2; Übungen in der Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel, 4; Arbeiten im Laboratorium, tägl. — **Nienhaus**: Pharmakognosie, 3 Pharmazeutische Chemie, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 6; Mikroskopisches Praktikum, 2; Pharmazeutisches Kränzchen, 1 *g*. —

Kinkelin: Differential- und Integralrechnung II, 3. Algebraische Analysis, 3; Projektivische Geometrie, 3. —

Universität Berlin.

E. Warburg: Experimentalphysik II: Licht und Elektrizität, 5; Mathematische Ergänzungen zur Experimentalphysik, 1 *g*.; Praktische Übungen und Arbeiten im Laboratorium, a) für Geübtere, tägl., b) für Anfänger (mit Blasius), 7, c) für Pharmazeuten (mit Starke), $3^1/_2$. — **Weinstein**: Philosophische Grundlagen der Naturwissenschaften, 1 *g*.; Theorie der Gase, 3. — **Fock**: Einleitung in die Chemie und Physik, 1; Elemente der Krystallographie, 1. — **Börnstein**: Experimentalphysik II: Optik und Elektrizitätslehre, 3; Übungen im Gebrauch physikalischer Mess- und Unterrichtsapparate, 4; Das Wetter und seine Voraussagung, 1 *g*. — **Krigar-Menzel**: Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, 4. — **Neesen**: Elementare Mechanik, 1 *g*. — **Planck**: Mechanik deformierbarer Körper, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 *g*. — **Starke**: Über die elektrischen Entladungen in Gasen und ihre Begleiterscheinungen (Kathoden-, Röntgenstrahlen etc.), 1. — **Lummer**: Neuere Fortschritte auf dem Gebiete der Optik und Einführung in die moderne Abbildungslehre, 1. — **F. Martens**: Spektralanalyse und Photometrie (experimentell), $^1/_2$. — **Aschkinass**: Elektrische und magnetische Messmethoden, mit Demonstration der Apparate, 2. — **Blasius**: Übungen im Anschluss an das physikalische Praktikum, 1 *g*.; Physikalischer Kursus für Mediziner, $3^1/_2$. — **Slaby**: Funkentelegraphie, 2 *g*. — **v. Ihering**: Maschinenkunde, mit Übungen, 4. — **v. Besold**: Theoretische Meteorologie: Statik und Dynamik der Atmosphäre, 2; Meteorologisches Kolloquium, 1 *g*.; Meteorolo-

gische Übungen, a) für Anfänger, 3, b) für Geübtere, tägl. ausser Sonnabend. — **Less**: Praktische Witterungskunde, 2. —

Landolt: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im zweiten chemischen Universitäts-Laboratorium, tägl.; Physikalisch-chemische Arbeiten (mit Jahn), tägl. — **Fischer**: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im I. chemischen Institut (mit Gabriel, Harries, Ruff und Pschorr), tägl. — **van't Hoff**: Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1 g. — **Pinner**: Anorganische Experimentalchemie, 6; Organische Experimentalchemie, 4. — **Liebermann**: Organische Chemie II: Aromatische Reihe, Farbstoffe, Alkaloide etc., 5; Chemische Experimentalübungen im Organischen Laboratorium, tägl. — **Biedermann**: Technische Chemie I: Die anorganischen Stoffe, mit Demonstrationen, 4; Über Steinkohlenteer und Teerfarbstoffe, 2 g. — **Gabriel**: Qualitative und quantitative chemische Analyse, 2. — **Will**: Geschichte der Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Chemie, 1 g. — **Jahn**: Theoretische und experimentelle Elektrochemie, 3. — **Thoms**: Grundzüge der Nahrungsmittelchemie und Harnanalyse, 1; Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, mit Experimenten, 4; Praktische Übungen im pharmazeutischen Institut (mit W. Traube), tägl. — **Schotten**: Ausgewählte Kapitel der physiologischen und technischen Chemie, 2. — **v. Buchka**: Geschichte der Chemie, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genussmittel und Gebrauchsgegenstände, mit Berücksichtigung der einschlägigen Gesetzgebung, 4. — **Roth**: Thermochemie, 2; Titriermethoden, 1. — **Wichelhaus**: Technologie für Chemiker I: Anorganische Stoffe, mit Experimenten und Exkursionen, 4; Übungen im technologischen Institut, tägl. — **H. Traube**: Mineralchemie, 1. — **Meyerhoffer**: Die Phasenlehre in ihrer Anwendung auf die chemische Industrie, 1. — **Buchner**: Einführung in die organische Experimentalchemie, 3; Die Gärungstheorien, mit Experimenten, 1; Anorganisch- und organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Rosenheim**: Kolloquium über anorganische Chemie, $1^1/_2$; Anorganisch-chemisches Praktikum (mit R. J. Meyer), tägl.; Praktische Übungen in der Gas- und Massanalyse, 3. — **Pschorr**: Über Alkaloide, 1. — **Wohl**: Chemie der Kohlehydrate, 1. — **Emmerling**: Bakteriologie für Chemiker, 1; Chemisches Praktikum für Mediziner, 8. — **W. Traube**: Qualitative chemische Analyse, 1. — **Marckwald**: Stereochemie, 1. — **Spiegel**: Chemie der Alkaloide, 1. — **R. J. Meyer**: Chemie der selteneren Elemente, mit Experimenten, 2. — **Ruff**: Kolloquium über anorganische Chemie, 1. — **Jacobson**: Besprechung chemischer Tagesfragen, 1. — **Sachs**: Die Bestimmung der Konstitution organischer Verbindungen, 1. — **Harries**: Ausgewählte Kapitel aus der aliphatischen Chemie, 1. — **Neuberg**: Praktischer Kursus der Chemie für Mediziner (mit E. Salkowski), 6; Chemie der Eiweisskörper, 1; Die chemischen Vorgänge im Tierkörper, 1 g. —

Schwarz: Synthetische Geometrie, 4; Über einige ausgewählte Aufgaben der konformen Abbildung, 2 g.; Theorie der analytischen Funktionen II, 4; Mathematische Kolloquien, 14tägig, 2 g. — **Knoblauch**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 g.: Anwendungen der elliptischen Funktionen, 4. — **Lehmann-Filhés**: Analytische Mechanik, 4: Problem der drei Körper, 2 g. — **Landau**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 g.; Theorie der Irrationalzahlen, 1 g.; Übungen in der höheren Funktionentheorie, 1 g. — **Schur**: Theorie der algebraischen Gleichungen II: Gruppentheoretischer Teil, 4; Übungen in der Algebra, 1 g.; Theorie der linearen Substitutionen, 2 g. — **Frobenius**: Analytische Geometrie, 4. — **Schottky**: Algebraische Analysis, 4. Theorie der krummen Linien und Flächen, 4. — **Foerster**: Geschichte der neueren Astronomie seit Newton, 2; Fundamentale Winkelmessungen am Himmel, 2; Naturwissenschaftlich-kulturgeschichtliche Erkenntnistheorie, 1 g. — **Marcuse**: Einführung in die astronomische Geographie und kosmische Physik, mit Lichtbildern, $1^1/_2$; Theorie und Anwendung astronomischer Instrumente, besonders für die Zwecke geographischer Ortsbestimmungen, mit Demonstrationen auf der Sternwarte und Exkursionen in mechanische Werkstätten, 2; Seminar und Kolloquium über Aufgaben der mathematischen Geographie und geographischen Ortsbestimmung, $1^1/_2$ g. — **Bauschinger**: Potentialtheorie mit Anwendungen auf die Figur und Rotation der Himmelskörper, 3; Einleitung in die Rechenkunst, $1^1/_2$ g. — **Eggert**: Einführung in die Geodäsie, 2. — **Helmert**: Theorie der Gradmessungen, 1 g.; Theorie der Kartenprojektionen, 1. — **Pringsheim**: Physik der Sonne, mit Experimenten, 1 g. — **Scheiner**: Über die Temperatur der Sonne, 1; Astrophysikalisches Kolloquium, 1 g. — **E. Meyer**: Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, 2. — **Battermann**: Ausgewählte Übungen an Instrumenten der Sternwarte, $1^1/_2$. —

Technische Hochschule Berlin.

Paalzow: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 4, für Praktikanten der chemischen Laboratorien, 2; Mathematische Physik, 2. — **Grunmach**: Magnetische und elektrische Masseinheiten und Messmethoden, 2; Physikalische Massbestimmungen und Messinstrumente, Übungen, 4. — **Gross**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Einleitung in die mathematische Physik, 2; Einleitung in die Potentialtheorie, 2; Theorie des Galvanismus, 2; Gastheorie, 1. — **Rubens**: Experimentalphysik, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium (Physikalische Messungen), 4. — **Kalischer**: Die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik I, 2; Elektromagnetismus und Induktion mit besonderer Berücksichtigung der Elektrotechnik, 4; Grundzüge der Elektrochemie, 2. — **Krigar-Menzel**: Allgemeine Mechanik II: Gleichgewicht und Bewegung von elastischen festen und flüssigen Körpern, 4; Theoretische Akustik, 2. — **Servus**: Theorie der Wechselstrommaschinen, 2; Geometrische Optik und Berechnung von Objektiven, 2. — **Gleichen**: Photographische Optik und Anleitung zur Berechnung photographischer Objektive, 2. — **Kassner**: Wetterkarten und Wettervorhersage, 1. — **W. Hartmann**: Kinematische Geometrie und theoretische Kinematik, 2; Maschinengetriebe (Anwendungen der Kinematik), 2. — **Klingenberg**: Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 2. — **Roessler**: Elektrische Bahnen, 2; Ausgewählte Kapitel der Elektrotechnik, 2; Fernleitung von Wechselströmen, 2. — **Slaby**: Elektromechanik, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Elektromechanik, 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit W. Wedding), 36. — **Strecker**: Elektrotelegraphie, 2. — **W. Wedding**: Elektrotechnische Messkunde, 2; Beleuchtungstechnik und Anlagen, 2. — **Kallmann**: Betriebstechnik für Elektrizitätswerke und Strassenbahnen II, 2; Elektrische Einrichtungen in Centralen (Sicherheits-, Schalt- und Messtechnik) II, 2. — **Kapp**: Bau der Dynamomaschinen und Transformatoren, 2, Übungen, 3. — **Vogel**: Galvanische Elemente und Akkumulatoren, 2. — **Heinel**: Theorie, Konstruktion und Verwendung der Kälteerzeugungsmaschinen, 2; Maschinenkunde II, 2, Übungen, 4; Baumaschinen, 2. — **Heyn**: Mechanische Technologie I und Eisenhüttenkunde, 2; Mechanische Technologie II, 4, Übungen, 2; Zustandsänderungen der Metalle, 2 g. — **Hörmann**: Spezielle mechanische Technologie, 4; Werkzeugmaschinen, 2. — **Josse**: Wärmemechanik, Übungen, 4; Übungen im Maschinen-Laboratorium I, 4, II, 6, III, 10. — **Kammerer**: Maschinenelemente, Übungen, 8; Hebemaschinen, 4; Entwerfen von Hebemaschinen, Übungen, 4. — **Leist**: Technik der Kälteerzeugung, 4; Mechanik I, 4, Übungen, 2. — **Ludewig**: Wasserkraftmaschinen, Übungen, 4; Dampfkessel, 2, Übungen, 4. — **Martens**: Materialprüfungswesen mit Übungen in der mechanisch-technischen Versuchsanstalt, 2, Übungen, 2. — **E. Meyer**: Mechanik I, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, 2. — **Pietsch**: Mechanik I, 4, Übungen, 2. — **v. Borries**: Eisenbahn-Maschinenbau, Fahrzeuge, Oberbau, Betriebs- und Verkehrs-Anlagen, Unterhaltung, 6, Übungen, 4; Eisenbahn-Maschinenwesen (für Bau-Ingenieure), 2. — **Kötter**: Mechanik I, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der Mechanik, 2 g. — **Goering**: Eisenbahnbau I: Grundzüge des Eisenbahnbaues, 2, Übungen, 4, II (einschliesslich Tunnelbau und grössere Bahnhofsanlagen), 6, Übungen, 4. — **Franz**: Tiefbau-Elemente für maschinentechnische Anlagen, 2, Übungen, 4; Bau-Anlagen für kommunale Maschinenbetriebe im Zusammenhang mit wirtschaftlichen Berechnungen und mit technischer Verwaltung, 2, Übungen, 4. — **Reichel**: Einleitung in den Maschinenbau, 2, Übungen, 6; Entwerfen von Wasserkraftmaschinen, Übungen, 4. — **Riedler**: Verbrennungsmotoren, 4, Übungen, 4. — **Stumpf**: Dampfmaschinenbau (einschliesslich Dampfturbinenbau), 4, Übungen, 8. — **Wehage**: Angewandte Mechanik, 4. —

v. Buchka: Chemie der Nahrungsmittel mit Berücksichtigung der Nahrungsmittel-Analyse und Bakteriologie, 4; Geschichte der Chemie, 2. — **Erdmann**: Experimentalchemie

II, 4; Abriss der Experimentalchemie, 2; Praktische Arbeiten im anorganischen Laboratorium, tägl. — **Herzfeld**: Zuckeruntersuchungen, Übungen, 2. — **Holde**: Untersuchung der Mineralöle und übrigen Naphtaprodukte, 2; Übungen in chemisch-technischer Materialprüfung (Fette, Öle, Seifen, Firnisse und Dichtungsstoffe), 2. — **v. Knorre**: Analytische Chemie: Qualitative Analyse, 2; Praktische Arbeiten im elektrochemischen Laboratorium, tägl.; Angewandte Elektrochemie (Elektrometallurgie, Galvanoplastik und Galvanostegie, quantitative Analyse durch Elektrolyse), 4. — **Liebermann**: Organische Chemie II: Aromatische Reihe, zyklische Verbindungen, Farbstoffe, Alkaloide, 5; Praktische Arbeiten im organischen Laboratorium, tägl. — **Miethe**: Spektralanalyse mit Übungen, 2; Photochemie und photomechanische Prozesse, 2; Konstruktionstypen photographisch-optischer Instrumente, 1; Praktische Arbeiten im photochemischen Laboratorium (für Studierende der Photochemie), tägl.; Photographische Übungen in den gebräuchlichen Prozessen, 16; Lichtpausübungen, 2- oder 4-wöchige Kurse. — **Traube**: Thermochemie, 2; Physikalisch-chemische Übungen, 3. — **Witt**: Chemische Technologie I: Technologie der Wärme und des Wassers, Technologie der anorganischen Verbindungen (Chemische Grossindustrie), 4; Glas, Keramik, Apparatenkunde, 4; Praktische Arbeiten im technisch-chemischen Laboratorium, tägl. — **Arndt**: Einführung in die physikalische Chemie, 2. — **Börnstein**: Verbrennung und Heizung, 1. — **Dolezalek**: Elektrochemische Messkunde mit Demonstrationen, 1. — **Frölich**: Einleitung in die Elektrotechnik, 1. — **Junghahn**: Technologie der Proteïnstoffe: Albumine (Eiweiss, Caseïn, künstliche Nährmittel, Blutpräparate u. s. w.), mit Exkursionen, 2. — **Jurisch**: Übungen im Entwerfen von chemischen Anlagen, 4; Luftrecht, 1. — **Köthner**: Grundlagen der Laboratoriumspraxis II, 2. — **Kühling**: Massanalyse, 2; Stöchiometrie, 1. — **Schoch**: Chemische und mechanische Technologie der Mörtelmaterialien und künstlichen Bausteine (Baumaterialienkunde): Prüfung und Beurteilung von Cement, Kalk und Gips (Rohstoffe und fertige Fabrikate), einschliesslich Apparatenkunde, mit Übungen, 2. — **Simonis**: Repetitorium der aliphatischen Reihe, 2; Organisch-chemische Analyse, 1. — **Stavenhagen**: Einführung in die Experimentalchemie, 2. — **Voswinckel**: Terpene und Kampfer, 1. — **Wolffenstein**: Stereochemie, 1; Praxis der synthetischen Methoden in der organischen Chemie, 1. —

Dziobek: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Haentzschel**: Elemente der Mechanik, 4. — **Hauck**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Hertzer**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Hettner**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Theorie der Raumkurven und Flächen, 1. — **Jolles**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Lampe**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Bestimmte Integrale und Differentialgleichungen, 2. — **Steinitz**: Variationsrechnung, 2; Funktionentheorie, 2; Niedere Analysis und Algebra, 2; Elemente der darstellenden Geometrie, 2, Übungen, 4. — **Cranz**: Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, 2. — **Hessenberg**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5. — **Jahnke**: Die Vektoren und ihre Anwendung auf Probleme der Mechanik (nach Grassmann), 2; Repetitorium über analytische Geometrie und Differential- und Integralrechnung, mit Übungen, 2. — **R. Müller**: Differential- und Integralrechnung, 4. — **Werner**: Niedere Geodäsie, 4 und 2; Geodätisches Praktikum II, 2; Praktische Übungen im Feldmessen, 4; Planzeichnen, 2; Höhere Geodäsie, 2. — **Galle**: Höhere Geodäsie, 2; Astronomische Ortsbestimmung, 2. — **Schulz**: Niedere Geodäsie, 4; Methode der kleinsten Quadrate, 2. —

Universität Bern.

Forster: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Akustik, Optik, 6; Wärmelehre (Schluss), 1 *g.*; Repetitorium der Physik, 2; Theoretisch-praktischer Kurs der Photographie, 4; Physikalisches Praktikum, 4. — **Gruner**: Einleitung in die theoretische Physik, 1; Anwendungen der thermodynamischen Hauptsätze, 2; Telegraphie ohne Draht, 1. — **König**: Elektrochemie, 2. —

Friedheim: Spezielle anorganische Chemie, 4; Qualitative und quantitative Analyse (Metalloide), 2; Chemische Technologie der Brennstoffe und landwirtschaftlichen Gewerbe, 2; Anorganisch-chemisches Praktikum (Halbpraktikum), tägl. ausser Sonnabend; Analytisch-chemisches Praktikum für Mediziner, 8; Übungen in der technischen Gasanalyse, 3. — **v. Kostanecki**: Organische Chemie, 6, Repetitorium, 1 Organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Schaffer**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2; Nachweis der chemischen Konservierung der Lebensmittel, 1 *g.*; Übungen im Laboratorium für Lebensmitteluntersuchung. — **Tambor**: Einführung in die Chemie der organischen Farbstoffe, 2; Repetitorium der Chemie der carbo- und heterozyklischen Verbindungen, 1. — **Mai**: Anorganisch-chemische Arbeiten; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2; Kolloquium über qualitative Analyse, 1. — **Ephraim**: Kolloquium über Themata aus der anorganischen Chemie, 2. —

Graf: Kugelfunktionen mit Repetitorium, 3; Besselsche Funktionen mit Repetitorium, 3; Gammafunktionen und Bernoullische Funktionen mit Repetitorium, 3; Differentialgleichungen (Fortsetzung), 2; Differential- und Integralrechnung, 2; Funktionentheorie II, 2; Renten- und Versicherungsrechnung, 2; Mathematisches Seminar (mit G. Huber), 2; Mathematisch-versicherungswissenschaftliches Seminar (mit Moser), 1. — **Ott**: Differentialrechnung, 2; Analytische Geometrie I, 2 Differentialgleichungen, 2. — **G. Huber**: Die Doppel- und mehrfachen Sterne und ihre Bahnbestimmung, 1; Theorie der höheren ebenen Kurven, 2; Kubatur und Komplanation der Flächen, 1. — **Benteli**: Elemente der darstellenden Geometrie, 4; Praktische Geometrie (meistens Übungen auf dem Terrain), 3. — **Moser**: Versicherungen, die von mehreren Leben abhängen (Witwen- und Waisenversicherung), 1. — **Crelier**: Synthetische Geometrie der Kegelschnitte, 2; Géométrie cinématique, 2. —

Universität Bonn.

Kayser: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Laboratorium für Anfänger (mit Hagenbach und Konen), 8; Physikalisches Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g.* — **Lorberg**: Mechanik, 4; Kinetische Gastheorie, 2 *g.* — **Bucherer**: Ausgewählte Kapitel der Mechanik, 2. — **Konen**: Akustik, 2; Einzelbilder aus der Geschichte der Physik, 1 *g.* — **Kaufmann**: Theorie der Wärme, 4, Übungen, 1 *g.* — **Hagenbach**: Elektrizitätsleitung in Gasen, 2. — **Pflüger**: Einführung in die elektromagnetische Lichttheorie, 1 *g.* —

Anschütz: Experimentalchemie II: Anorganische Chemie, 6; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Chemie, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene, sowie für Nahrungsmittelchemiker (mit Rimbach und Frerichs), tägl., für Mediziner (mit Rimbach), tägl. — **Schroeter**: Aufbau und Abbau von Kohlenstoffverbindungen, 2; Praktische Übungen über organische Farbstoffe (mit Binz), 3. — **Schmidt**: Grundzüge organischer Stickstoffverbindungen, 1; Analyse und Konstitutionsermittlung organischer Verbindungen mit Hilfe von chemischen und physikalischen Methoden, 2. — **Rimbach**: Analytische Chemie II: Quantitative Analyse, 2; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1 *g*; Übungen in der mikrochemischen Analyse, 2 *g*; Übungen in den wichtigsten physikalisch-chemischen Untersuchungsmethoden (mit Löb), 3 *g*; Polarimetrie und Refraktometrie und ihre Anwendungen in der Chemie (mit Übungen), 1. — **Frerichs**: Pharmazeutische Chemie II: Organische pharmazeutische Chemie, 3; Spezielle Methoden der Arzneimittelprüfung, 1 *g.* — **Kippenberger**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel I, 2; Chemische Technologie des Zellstoffs und seiner Derivate, 1 *g.* — **Binz**: Chemische Technologie (organischer Teil), mit Exkursionen, 2. — **Laar**: Photographie I, 1. — **Löb**: Physikalische Chemie I: Die allgemeinen Eigenschaften der Stoffe, 2; Experimentelle Elektrochemie, 1; Die Grundanschauungen der Naturforschung, 1 *g*; Elektrochemisches Praktikum für Vorgeschrittene, 2 Tage *g.* —

Kortum: Determinantentheorie, 2; Zahlentheorie, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g.* — **Heffter**: Elemente der Differential- und Integral-Rechnung, 4, Übungen, 1 *g.*; Theorie der elliptischen Funktionen, 4. — **Sommer**: Einleitung in die Theorie der Differentialgleichungen, 3. —

Study: Analytische Geometrie I, 4, Übungen, 2 *g*; Kurven vierter Ordnung, 2 *g*; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*. — **Küstner**: Theorie der astronomischen Instrumente mit Demonstrationen, 3; Astronomisches Kolloquium, 1 *g*; Praktische Übungen im astronomischen Beobachten (mit Mönnichmeyer). — **Mönnichmeyer**: Geographische Ortsbestimmungen, 2. —

Technische Hochschule Braunschweig.

Weber: Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Prümm); Ausgewählte Kapitel aus der Mathematischen Physik, 2; Grundzüge der Telegraphie und Telephonie, 1. — **Harting**: Wissenschaftliche Photographie, 3. — **Peukert**: Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Konstruktions-Übungen, 2; Grundzüge der Elektrochemie, 2; Blitzableiter und elektrische Sprengmethoden, 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Cruse), 6; Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium (für Fortgeschrittenere) (mit Cruse). — **Mosler**: Die elektrische Ausrüstung der Hebezeuge, 3; Funkentelegraphie, 1. — **Franke**: Dampfmaschinenbau (mit Neugebohrn), 4, Übungen, 8; Pumpmaschinenbau, Gebläse- und Kompressorenbau (mit Neugebohrn), 4, Übungen, 8. — **Friedmann**: Theorie und Konstruktion der hydraulischen Motoren (mit Lawaczeck), Übungen, 4; Maschinenelemente (mit Lawaczeck), 4, Übungen, 10; Grundzüge des Maschinenbaues, 2. — **Denecke**: Betriebsmittel für Strassen und Eisenbahnen, 2; Berechnung und Bau der Hebemaschinen, Übungen, 4; Eisenbahnmaschinenbau, 2, Übungen, 4; Technische Mechanik I, 5, Übungen, 2, Repetition, 2. — **Preuss**: Maschinenzeichnen, 6. — **Schöttler**: Kinematik, 1; Angewandte Wärmemechanik, 3; Arbeiten im mechanischen Laboratorium II (für Fortgeschrittenere) (mit Preuss), Übungen; Technische Mechanik II, 4, Übungen, 1, Repetition, 1. — **Lüdicke**: Allgemeine mechanische Technologie, 2; Werkzeugmaschinen, 2, Übungen, 3; Spinnerei, 2; Weberei, 2; Papierfabrikation, 3; Mühlenwesen, 3; Technologische Übungen, 2. —

R. Meyer: Organische Experimentalchemie, 6; Chemische Technologie der Faserstoffe, 1; Arbeiten im Laboratorium für analytische und technische Chemie (mit Biehringer und Spengler); Chemisches Kolloquium (mit Bodländer), *g*. — **Biehringer**: Analytische Chemie (für technische Chemiker), 2; Stöchiometrische Rechnungen, 1; Chemisch-technische Rechnungen, 1; Chemie der Metalle, 2. — **Bodländer**: Elektrochemie (für Elektrotechniker und Chemiker), 2; Metallurgie, 2; Chemische Technologie I, 5; Arbeiten im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie (mit Eberlein). — **Reinke**: Untersuchungsmethoden auf dem Gebiete der Zuckertechnik, 2; Die besonderen Methoden der Zuckerherstellung, 4; Betriebsstörungen in der Gärungs-, Stärke- und Zuckertechnik und Molkerei, 2; Arbeiten im Laboratorium für chemische Technologie II und landwirtschaftlich-chemischer Gewerbe und Molkerei (mit Müller); Besprechungen auf dem Gebiete der chemischen Technologie II, Übungen, monatlich 2 *g*. — **Pommer**: Anbau und Pflege der Zuckerrübe, 2. — **H. Schultze**: Agrikulturchemie, 2. — **Beckurts**: Abwässerreinigung, 2; Pharmazeutische Chemie, 3; Arbeiten im Laboratorium für pharmazeutische Chemie und Nahrungsmittelchemie (mit Troeger und Frerichs). — **Troeger**: Analytische Chemie (für Pharmazeuten), 2; Repetitorium der anorganischen und organischen Chemie (für Pharmazeuten), 2; Gasanalyse, 1. —

Fricke: Analytische Geometrie und Algebra, 2; Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 2; Analytische Mechanik, 3; Elementarmathematik, Übungen, 2. — **Müller**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Geometrie der Bewegung, 3; Stereometrie, 1. — **Koppe**: Geodäsie II, 2, Übungen, 2; Ausgleichungsrechnung II, 2, Übungen; Grundzüge der sphärischen Astronomie, 2, Übungen, 2; Vermessungsübungen I (mit Bohlan), 4, II, 8; Planzeichnen (mit Bohlan), Übungen, 2. — **Bohlan**: Instrumentenkunde, Übungen, 2. —

Universität Breslau.

O. E. Meyer: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Experimentelle Arbeiten und Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Schaefer), 3 oder 6, für Geübtere, tägl.; Mathematische Theorie der inneren Reibung der Flüssigkeiten und Gase, 1 *g*. — **Neumann**: Hydrodynamik, 4; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. — **Riesenfeld**: Die Photographie und ihre Technik, 1 *g*.; Photographisches Praktikum, 2. — **Schaefer**: Die Maxwellsche Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, mit Demonstrationen, 4; Sichtbares und unsichtbares Licht, 1 *g*.

Ladenburg: Allgemeine Experimentalchemie, 6; Praktisch-chemische Übungen a) für Chemiker, ganz und halbtägig (mit Abegg), b) für Mediziner, 4, c) für Landwirte, 6; Chemisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Abegg**: Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Neumann), $1^1/_2$ *g*.; Physikalische Chemie II: Elektrochemie, 2, mit mathematischen Ergänzungsstunden; Theorie der Oxydations- und Reduktionsvorgänge, 1; Physikochemisches Praktikum (mit Julius Meyer), 3. — **Herz**: Analytische Chemie, 2; Stöchiometrie (ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie), 2; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 2; Übungen im Bestimmen von Mineralien und Krystallformen (mit Hintze, Milch und Sachs), 1 *g*. — **Julius Meyer**: Die chemischen Gleichgewichte, vom Standpunkt der Phasenregel aus, 1; Die Benzol- und Pyridingruppe, 2; Geschichte der Chemie, 1. — **Gadamer**: Anorganische Experimentalchemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, 6; Untersuchung von Trinkwasser und Harn, 1; Praktisch-chemische Übungen mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, der forensischen Chemie und der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Prüfung der Arzneimittel, 1 *g*. — **Ahrens**: Technologie der Kohle, der Teerprodukte, künstlichen Farb-, Süss- und Riechstoffe, 4; Technologie der Gärungsindustrien, 2; Chemisch-technisches Praktikum nebst Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. ausser Sonnabend; Chemisch-technisches Kolloquium, 1 *g*; Landwirtschaftliche Technologie II, 2. —

Rosanes: Elemente der Determinantentheorie, 2; Analytische Geometrie der Ebene, 4; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 1 *g*. — **Sturm**: Differentialgeometrie, 3; Geometrische Örter höheren Grades, 3; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **London**: Theorie der elliptischen Funktionen, 4. — **Franz**: Kinetische Gastheorie und Meteorologie, 2; Astronomisches Praktikum für Anfänger, 2, für Vorgerücktere, tägl.; Mechanik des Himmels II, 4; Praktische Astronomie der Beobachtungen für Anfänger, 2 *g*. —

Technische Hochschule Brünn.

Jaumann: Physik, 5, Korrepetitionen, 1; Physikalisches Praktikum, 3. — **Szarvassi**: Grundzüge der Physik, 3. — **Zickler**: Elektrotechnische Messungen, 2; Elektrische Beleuchtungsanlagen, 3; Elektrotechnisches Praktikum I (für Anfänger), 4, III (speziell für Elektrotechniker), 8. — **Niethammer**: Bau elektrischer Maschinen und Apparate I, 3, Übungen, 4, II, Übungen, 3; Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 5. — **Hellmer**: Mechanik I: Statik, 3, II: Dynamik und Hydraulik, 3, Übungen, 1. — **Haussner**: Mechanische Technologie I: Metalle und Holz, 5, II: Spezielle Technologie der Faserstoffe, 2; Mechanische Bautechnologie, 3. — **Schiel**: Allgemeine Maschinenkunde II, 2. — **Musil**: Maschinenbau-Elemente, 4, Konstruktionsübungen, 6; Konstruktionsübungen für Maschinenbau I, 4; Technisches Zeichnen (Maschinenzeichnen) (für die Hörer der Maschinenbauschule), Übungen, 6. — **Wellner**: Maschinenlehre und Maschinenbau II: Theorie und Bau der Wärmemotoren I, 6, Konstruktionsübungen, 10; Maschinenlehre und Maschinenbau II: Theorie und Bau der Wärmemotoren III, 6, Konstruktionsübungen, 14. —

Habermann: Organische Chemie, 6; Analytische Chemie I: Allgemeiner Teil, 2; Chemische Übungen I, 10, II, 20. — **Hönig**: Chemische Übungen III, 20; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 3; Technische Warenkunde der nicht organisierten Rohstoffe, 2. — **Donath**: Chemische Technologie I, 6, II, 6, III, $1^1/_2$, Übungen, 20. — **Weinreb**: Spezielle Färberei und Zeugdruckerei, mit Übungen, 2. — **Ulrich**: Chemische Technologie der Teerfarbstoffe II, 2, Praktikum. — **Frenzel**: Elektrochemie II (Anwendungen), 2; Elektrotechnisches Praktikum, 3. — **Mikosch**: Technische Mikroskopie, 1, Übungen, 2; Technische Warenkunde der organisierten Rohstoffe mit mikroskopischen Übungen, 3, Übungen, 4. —

Waelsch: Mathematik I, 2. Teil, 5, Korrepetitionen, 2.

— **Biermann**: Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik: Mathematik II, 3, Korrepetitionen, 1; Mathematische Näherungsmethoden, 2; Über Fouriersche Reihen, 1. — **Rupp**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Übungen, 4. — **Obenrauch**: Geschichte der Geometrie, 1. — **Prastorfer**: Technisches Zeichnen (für die Hörer der Ingenieurschule), 6. — **Niessl von Mayendorf**: Meteorologie und Klimatologie, 3; Niedere Geodäsie, 2; Vermessungsübungen, 12; Situationszeichnen: Plan- und Terrainzeichnen, 6; Höhere Geodäsie, 3. — **Steiner**: Elemente der niederen Geodäsie, 3. —

Universität Czernowitz.

Handl: Experimentalphysik, 2; Elemente der Astronomie und der mathematischen Geographie, 2; Praktisch-physikalische Übungen, 4. — **Tumlirz**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus II, 5; Mathematisch-physikalisches Seminar, 2; Mathematisch-physikalisches Proseminar, 2. —

Přibram: Allgemeine Chemie II, 5; Pharmazeutische Chemie, 5; Chemische Übungen im Laboratorium für Anfänger, 15; Chemisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6 *g*.; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Untersuchungen, 20. —

Technische Hochschule Darmstadt.

Schering: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Galvanismus (für die Studierenden des Maschinenbaues, der Elektrotechnik und der Allgemeinen Abteilung), 5; Physikalisches Praktikum (mit Zeissig), 4 Nachmittage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik; Theoretische Elektrizitätslehre: Grundzüge der Potentialtheorie und der Lehre des elektromagnetischen Kraftfeldes, 2. — **Zeissig**: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Galvanismus (für die Studierenden der Architektur, des Ingenieurwesens, und der Chemie einschliesslich Pharmazie), 4, Repetitorium (für Pharmazeuten), 1. — **Rudolphi**: Einführung in das physikalische Praktikum, mit Demonstrationen, 1; Physikalische Chemie II, 1; Physikalisch-chemisches Kolloquium, 14 tägig, $1^1/_2$ *g*; Physikalisch-chemische Übungen und Arbeiten. — **Forch**: Berechnung physikalischer Aufgaben, 1 *g*. — **Meisel**: Theorie der optischen Instrumente II, 2; Grundzüge der Kartenprojektionslehre, 1, Übungen, 2. — **Fritsch**: Photographische Übungen, 2. — **Kittler**: Allgemeine Elektrotechnik I, 2, II, 2, Übungen (mit Fischer), 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wirtz und Sengel), halbtägig; Selbständige Arbeiten für vorgeschrittenere Studierende. — **Wirtz**: Elektrotechnische Messkunde, 2; Elemente der Elektrotechnik, 3; Grundzüge der Telegraphie und Telephonie, 2. — **Sengel**: Konstruktion elektrischer Maschinen und Apparate, 2, Übungen, 3; Projektieren elektrischer Licht- und Kraftanlagen, Übungen, 2; Grundzüge der Elektrotechnik, 2. — **Feldmann**: Asynchrone Motoren, 1; Elektrizitätszähler und ihre Verwendung, 1. — **Krauss**: Maschinenzeichnen, Übungen, 4; Mechanische Technologie I, 2, II, 4; Werkzeugmaschinen, Übungen, 3; Arbeiterschutz, 2. — **Lincke**: Maschinenelemente, 6, Konstruktionsübungen, 9; Zeichen- und Konstruktionsübungen in Maschinenelementen, 3. — **Berndt**: Allgemeine Maschinenlehre, 3; Eisenbahn-Maschinenbau I, 3, II, 2; Übungen zu den Elementen des Lokomotivbaues, 3; Maschinenbau-Praktikum I, 3. — **Gutermuth**: Dampfkessel, 2; Pumpmaschinen, 4; Gebläse und Kompressoren, 2; Konstruktionsübungen, 6; Maschinenbau-Praktikum II, Übungen, 3. — **Pfarr**: Regulatoren zu Wasserkraftmaschinen, 1; Papierfabrikation und deren Maschinen, 2; Konstruktionsübungen zu Hebemaschinen, Wasserkraftmaschinen und Fabrikanlagen, 6; Maschinenbau-Praktikum III, 3; Hydraulik, 2, Übungen, 1. — **Beck**: Gewichts- und Kostenberechnungen der Maschinenfabrikation, 1. —

Staedel: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemisches Praktikum (mit Kolb, Keppeler und Richter), tägl. ausser Sonnabend. — **Finger**: Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie, 2; Teerfarbstoffe, 4; Praktikum im Laboratorium für organische Chemie, tägl. ausser Sonnabend; Farbstoff- und Färberei-Praktikum (mit Schwalbe). — **Kolb**: Analytische Chemie I, 2; Methoden der organischen Analyse, 1; Kolloquium über anorganische Chemie, 1. — **Keppeler**: Thermochemie, 2 *g*. — **Schwalbe**: Chemische Technologie der Gespinstfasern, 1 *g*. — **Heyl**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 2; Ausmittelung der Gifte (für Pharmazeuten), 1. — **Dieffenbach**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie, 2; Metallurgie, 2; Elektrochemisches Kolloquium (mit Neumann und Winteler), 1 *g*; Chemisches Praktikum für Elektrochemiker (mit Neumann, Winteler und Moldenhauer), tägl. ausser Sonnabend; Elektrotechnisches Praktikum (mit Neumann und Winteler), tägl. ausser Sonnabend. Chemisch-technisches Praktikum (mit Neumann und Winteler), tägl. ausser Sonnabend. — **Neumann**: Hüttenmännische Probierkunst, mit Übungen, 2 *g*; Elektroanalyse und die neueren Anschauungen über analytische Vorgänge, 1 *g*. — **Vaubel**: Theoretische Chemie II, 2, Übungen, 3; Stöchiometrische Berechnungen, Übungen, 1; Die maschinellen Hilfsmittel der chemischen Technik, $1^1/_2$; Photochemie, 1. — **Sonne**: Chemisch-technische Untersuchung der Nahrungsmittel, Genussmittel und Gebrauchsgegenstände, mit Demonstrationen und Exkursionen, 2. — **Weller**: Untersuchen von Nahrungsmitteln, Genussmitteln und Gebrauchsgegenständen, 1, Übungen, 8. —

Graefe: Repetitorium der Elementarmathematik, 3, Übungen, 2; Höhere Mathematik für Architekten, Chemiker, Elektrochemiker und Geometer, 3, Übungen, 2; Höhere Mathematik II, 2, Übungen, 1. — **Dingeldey**: Elemente der höheren Algebra, mit Übungen, 2; Höhere Mathematik I für Ingenieure, Maschinenbauer und Elektrotechniker, 5, Übungen 3; Theorie der Fourierschen Reihen und Integrale, 2. — **Gundelfinger**: Analytische Übungen (für Vorgerücktere), 1. — **Scheffers**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6. — **Wiener**: Ebene Kurven und Raumkurven, 2; Arbeiten im mathematischen Institut, 3. — **Fenner**: Geodäsie, 4; Geodätische Übungen, 12; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen, 4. — **Henneberg**: Technische Mechanik, 3, Übungen (mit Graefe), 2; Mechanik I, 5, Übungen (mit Graefe), 1; Reine Kinematik, mit Übungen, 2. — **Schlink**: Repetitorium der Mechanik, 2; Über Fachwerke, 2; Gleichungen der Dynamik und ihre Anwendung auf technische Probleme, 1 *g*. —

Technische Hochschule Dresden.

Hallwachs: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum I (mit Toepler), 6 oder 3, II (mit Toepler), 9; Praktikum für grössere physikalische Arbeiten, 20. — **Toepler**: Elektrische Strömung und Strahlung in Gasen (Kathodenstrahlen, Becquerelstrahlen etc.), 2. — **Krone**: Theorie und Praxis der Photographie und Kolloquium über wissenschaftliche Photographie, 3; Lichtpausen (kürzerer Kursus), 2 *g*. — **Görges**: Allgemeine Elektrotechnik II, 2; Theorie des Wechselstromes, 4; Elektrotechnisches Praktikum für Anfänger, 4; Elektrotechnisches Laboratorium (Spezialarbeiten), 30; Elektrotechnisches Kolloquium (mit Kübler), 2 *g*. — **Kübler**: Dynamomaschinen II, 2; Elektrische Arbeitsübertragung, 2; Entwerfen von Dynamos, Starkstromapparaten, elektrischen Fahrzeugen und Anlagen, 8. — **Ulbricht**: Eisenbahnsignalwesen und elektrische Eisenbahneinrichtungen, 3 *g*. — **Buhle**: Maschinenelemente für Maschinen- und Elektroingenieure, 5; Abriss der Maschinenelemente für Bau- und Fabrikingenieure, 2; Maschinenkonstruieren (Maschinenelemente) für Maschinen- und Elektroingenieure, 10, für Bau- und Fabrikingenieure, 4; Hebe- und Transportmaschinen, 2; Maschinenkonstruieren (Hebezeuge) für Maschinen- bezw. Elektroingenieure, 10 bezw. 5. — **Fischer**: Allgemeine Maschinenlehre (Kraftmaschinen), 4; Technisches Zeichnen für die Chemische Abteilung, 4; Skizzieren für die Mechanische Abteilung, 4; Appreturmaschinen, 2. — **L. Lewicki**: Dampfmaschinen (Fortsetzung), 4; Wasserkraftmaschinen, 3; Ausgewählte Kapitel aus dem Maschinenbau (Pumpen), 2; Maschinenkonstruieren für Maschinen- und Elektroingenieure, 10; Arbeiten im Maschinenlaboratorium A mit Kolloquium (m. E. Lewicki), 3; Grössere Arbeiten im Maschinenlaboratorium A (mit E. Lewicki), 20. — **E. Lewicki**: Grundzüge der technischen Hydraulik, 2; Skizzieren von Maschinenteilen nach dem Gedächtnis, 1. — **Mollier**: Technische Thermodynamik II: Gas- und Kältemaschinen, 4; Kinematik II, 2, Übungen, 3; Arbeiten im Maschinenlaboratorium B, 4; Grössere Arbeiten im Maschinenlaboratorium B, 24. — **Ernst Müller**: Allgemeine mechanische Technologie I, 3; Papierfabrikation, 3; Praktikum für Faserstofftechnik, 20. —

Hempel: Experimentalchemie (anorganische), 6; Anorganisch-chemisches Praktikum (qualitative Analyse), 12; Anorganisch-chemisches Praktikum (quantitative Analyse, technische Titriermethoden, Gasanalyse), ganztägig, tägl. ausser

Sonnabend. — **v. Meyer**: Organisch-technische Chemie, Chemische Technologie der Fette und Öle: Seifen-, Kerzen-, Glyzerinfabrikation, Sprengstoffe, Lederindustrie, 3; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1; Organisch-chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl. ausser Sonnabend. — **F. Foerster**: Chemische Technologie des Glases, der Tonwaren, der Bausteine und des Mörtels, sowie des Zements (mit Exkursionen), 2; Physikalische Chemie I (zugleich Einführung in die Elektrochemie), 3; Praktikum für Elektrochemie, 12; Praktikum für grössere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie, ganztägig, tägl. ausser Sonnabend. — **Möhlau**: Chemie des Steinkohlenteers: Die Rohmaterialien und Zwischenprodukte für die Industrie der organischen Farbstoffe, 3; Chemie und chemische Technologie der organischen Farbstoffe I, 2; Praktikum für Farbenchemie, 12, für Färbereitechnik, halbtägig, tägl. ausser Sonnabend, für grössere Arbeiten auf dem Gebiete der Farbenchemie bezw. Färbereitechnik, ganztägig, tägl. ausser Sonnabend. — **Bucherer**: Praktische Übungen auf dem Gebiete des Patentwesens, 1 *g.*; Chemisch-technische Tagesfragen, erörtert an Hand der neueren Patentliteratur, 1. — **Lottermoser**: Chemie der Kolloide, 1; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Analyse mit besonderer Berücksichtigung der organischen Chemie, 1. — **Erich Müller**: Reduktion und Oxydation durch Elektrolyse, 1. — **Schlossmann**: Physiologisch-chemisches Praktikum für Geübtere, 20. — **v. Walther**: Metallorganische und organische Phosphor-Arsen- etc. Verbindungen, 1; Moderne Theorien der organischen Chemie, 1. — **Renk**: Gewerbehygiene, 2; Übungen im Untersuchen von Nahrungs- und Genussmitteln, ganztägig; Praktikum für Nahrungsmittelchemiker, halbtägig, tägl. ausser Sonnabend. —

Helm: Analytische Geometrie I, 3, Übungen, 1; Einleitung in die Elektrodynamik nach ihrer geschichtlichen Entwickelung, 2; Versicherungstechnisches Seminar, 1, Übungen, 2. — **Rohn**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Projektive Behandlung der Flächen 2. Grades, 2. — **Fuhrmann**: Differential- und Integralrechnung, 5; Anwendungen der Elementarmathematik, 2; Geodätisches Praktikum, 4; Geodätisches Zeichnen, 2. — **Heger**: Raumkurven dritter Ordnung, 1. — **Krause**: Integralrechnung, 5, Übungen, 2; Theorie der elliptischen Funktionen, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g.* — **Naetsch**: Einleitung in die Theorie der ganzen Zahlen, 3; Sphärische Trigonometrie, 2. — **Grübler**: Technische Mechanik II, 6, Übungen, 2; Graphostatische Übungen, 2. — **Pattenhausen**: Methode der kleinsten Quadrate, 2, Übungen, 1; Höhere Geodäsie, 2, Übungen, 1; Sphärische Astronomie, 2; Vorübungen zum Planzeichnen für Vermessungsingenieure (Schriftzeichnen), 2; Planzeichnen II für Bauingenieure, 2, für Vermessungsingenieure, 4; Skizzieren geodätischer Instrumente, 2; Triangulierungsübungen, 4; Katastervermessungsübungen, 2; Geodätisches Praktikum I, 4, II, 4; Grössere Terrainaufnahmen, 2 Wochen. —

Universität Erlangen.

Wiedemann: Experimentalphysik: Wärme, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (Chemiker, Mediziner etc.), 2; Physikalisches Halbpraktikum, 20; Physikalisches Vollpraktikum, 44; Physikalisches Kolloquium, 2 *g.* — **Schmidt**: Der Durchgang der Elektrizität durch Flüssigkeiten, Gase und Metalle, 2 *g.*; Mathematische Chemie, 2; Mathematisch-physikalische Übungen (mit Wehnelt), 2 *g.* — **Wehnelt**: Mathematische Physik I: Mechanik, Wärme und kinetische Gastheorie, 4. —

Fischer: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium (mit Busch), a) Halbpraktikum, 20, b) Vollpraktikum, 40; Praktikum für Mediziner (mit Busch und Gutbier), 4. — **Paal**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 3; Ausmittelung von Giften, 1; Chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl.; Praktischer Kurs für Studierende der Pharmazie, 20; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungs- und Genussmittel, ganz und halbtägig, tägl. — **Busch**: Qualitative und quantitative chemische Analyse (Metalloide), 2; Chemische Technologie (anorganische Grossindustrie, Metallurgie), mit Exkursionen, 2. — **Henrich**: Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie, 2; Stereochemie, 1. — **Jordis**: Die Lehre vom chemischen Gleichgewicht, 1; Lektüre und Besprechung ausgewählter chemischer Arbeiten, 1 Abend; Elektrochemisches Praktikum: a) für Anfänger: Elektroanalyse, 3, b) für Fortgeschrittene: Anorganische und organische Präparate, 5, c) Halbpraktikum, 20, Vollpraktikum, 40. — **Gutbier**: Geschichte der Chemie II, 1; Chemisches Seminar für Chemiker und Pharmazeuten, 2. —

Gordan: Differentialgleichungen, 4; Zahlentheorie, 4; Übungen im Seminar, 3 *g.* — **Noether**: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Synthetische Geometrie mit Übungen, 4; Geometrisch-analytische Übungen, *g.* —

Universität Freiburg i. Br.

Himstedt: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 5; Übungen aus der theoretischen Physik, 1 *g.*; Physikalisches Kolloquium, 2 *g.*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Praktikum, für Studierende der Naturwissenschaften an 2, für Mediziner und Pharmazeuten an 1 Nachmittag. — **Königsberger**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 2; Monozyklische und polyzyklische Systeme, 1. — **G. Meyer**: Überblick über die physikalische Chemie, 2; Spektralanalyse, 2, Praktikum, 1; Physikalisch-chemisches Übungspraktikum, 1 Vormittag; Selbständige physikalisch-chemische Arbeiten, tägl. — **Franz Fischer**: Chemisches Gleichgewicht und Reaktionsgeschwindigkeit, 1; Theorie und Praxis der elektrischen Akkumulatoren, 1. —

Gattermann: Organische Experimentalchemie, 5; Chemische Teerfarbstoffe (theoretischer Teil), 1 *g.*; Chemisches Praktikum (mit Willgerodt), tägl. ausser Sonnabend; Übungen im Experimentieren und Vortragen für künftige Lehrer der Chemie, 2 *g.* — **Willgerodt**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Organische Technologie, 2; Analyse der Nahrungs- und Genussmittel, 2. — **Edinger**: Die synthetischen Methoden der organischen Chemie (mit anschliessendem Kolloquium), 2. — **Fromm**: Über qualitative Analyse, 1; Repetitorium der organischen Chemie für Mediziner, 2. — **Müller**: Qualitative Analyse, 1; Ionentheorie und Theorie der Lösungen (elementar behandelt), 1. — **Rupp**: Chemie der Teerfarbstoffe, praktisch-koloristischer Teil, 2; Kolloquium über das Gesamtgebiet der Chemie, 3. — **Meigen**: Mass- und Gasanalyse, 1; Stöchiometrische Übungen, 1; Lötrohrpraktikum (Bestimmung von Mineralien auf chemischem Wege), 2; Praktische Übungen in der Gasanalyse, 2. —

Lüroth: Integralrechnung, 5, Übungen, 2; Ebene und sphärische Trigonometrie, 2. — **Stickelberger**: Mechanik, 5; Variationsrechnung, 3; Mathematisches Seminar. — **Loewy**: Theorie und Anwendung der Determinanten, 3; Geschichte der Mathematik, 2; Einführung in die höhere Mathematik mit Anwendungen auf Fragen der Naturwissenschaften, 2. — **Seith**: Elemente der darstellenden Geometrie, 2, Übungen, 1 *g.* —

Universität Giessen.

Drude: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, $4^1/_2$; Physikalisches Praktikum, 6; Praktikum für Vorgeschrittene, tägl.; Elektronenlehre: Optische Dispersion, 1; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2. — **Fromme**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus mit einer Einleitung in die Theorie des Potentials, 5; Niedere Geodäsie, 3, Übungen, 1 Nachmittag. — **Schmidt**: Elastizitätstheorie und Akustik, 2. —

Naumann: Organische Experimentalchemie, $5^1/_4$; Praktische Übungen und Untersuchungen im chemischen Laboratorium, tägl.; Untersuchung von Nahrungsmitteln und technischen Erzeugnissen (mit Eidmann), tägl.; Chemische Übungen für Mediziner, tägl. — **N. N.**: Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2. — **Eidmann**: Pharmazeutisch-chemische Präparate I, 1 bis 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Chemie (mit Exkursionen), 2. — **Elbs**: Chemisches Praktikum, tägl.; Elektrochemisches Praktikum, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner (mit Brand), 5; Chemisches Kolloquium, $1^1/_2$; Synthetische Darstellungsmethoden der Kohlenstoffverbindungen, 2. — **Brand**: Stereochemie, 2; Gasanalyse, 1. —

Pasch: Algebra, 4; Determinanten, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, $1^1/_2$. — **Netto**: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Zahlentheorie, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, $1^1/_2$. — **Wellstein**: Ausgewählte Kapitel der Elementargeometrie, 4; Einleitung in die Funktionentheorie, 2. —

Universität Göttingen.

Riecke: Experimentalphysik I, 3; Physikalische Übungen, 8; Ausgewählte Teile der Elektrizitätslehre, 1 *g.*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 40 *g.* — **Voigt**: Optik, 4; Physikalisches Praktikum, 4; Theorie der elektrischen Schwingungen, 1 *g.*; Wissenschaftliche Beobachtungen, 45 *g.* — **Simon**: Elektrische Messmethoden, 2; Elektrotechnisches Praktikum, 3; Elektrischer Lichtbogen, 1 *g*; Selbständige Arbeiten, 48 *g.* — **Abraham**: Prinzipien der Mechanik, 2. — **Stark**: Die Radioaktivität, 1. — **Bose**: Kinetische Theorie der Gase und Flüssigkeiten, 2; Übungen in der Selbstanfertigung und Handhabung von Demonstrationsapparaten, 3. — **Wiechert**: Vermessungswesen I, 4; Kreislauf des Wassers auf der Erde, 1 *g.*; Geophysikalisches Praktikum, 1 *g.* — **Lorenz**: Festigkeitslehre und Hydromechanik, 2; Praktikum zur Festigkeitslehre, $2^1/_2$; Technisches Zeichnen, 1 *g.*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, *g.* — **Nernst**: Elektrochemie, 3; Physikochemische Arbeiten und Übgn., tägl.; Physikochemisches Kolloquium, 1 *g.*; Wechselströme in der Brückenkombination, 1 *g.* — **Coehn**: Physikalische Methoden der Chemie, 1; Physiologische Anwendungen der physikalischen Chemie, 1. —

Wallach: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum, 20 bis 40; Besprechung wissenschaftlicher Arbeiten, *g.* — **Tammann**: Über Atomgewichtsbestimmungen und das periodische System, 1 *g.*; Praktikum der anorganischen Chemie für Vorgeschrittene, 20; Über Metallographie, mit Übungen, 1. — **Tollens**: Agrikulturchemie (Pflanzenernährungslehre), 3; Praktikum im agrikulturchemischen Laboratorium (mit Boetticher), 30. — **Polstorff**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 4; Gerichtlich-chemische Analyse, 2. — **Fischer**: Chemische Technologie II, 2; Chemisch-technologische Übungen, 2 *g.* — **Kötz**: Spezielle anorganische Chemie, 2; Chemische Tagesfragen, 1 *g.* — **v. Braun**: Entwicklung der organischen Chemie in den letzten Jahrzehnten, 1; Stereochemie, 1. — **Borsche**: Chemie der organischen Farbstoffe mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 2; Färbereichemische Übungen, 3. — **Biltz**: Einführung in die Chemie, 2. —

Klein: Differentialgleichungen, 4; Mathematisch-physikalisches Seminar, 2 *g.* — **Hilbert**: Funktionentheorie, 4; Zahlbegriff und Quadratur des Kreises, 2; Mathematisch-physikalisches Seminar, 2 *g.*; Übungen für mittlere Semester (mit Minkowski, Zermelo und Blumenthal), 1. — **Schwarzschild**: Gleichgewicht gravitierender Massen, 3; Populäre Astronomie, 1 *g.*; Astronomisches Kolloquium, 1 *g.*; Mathematisch-physikalisches Seminar, 2 *g.* — **Minkowski**: Mechanik der Kontinua, 4; Linien und Kugelgeometrie, 2; Mathematisch-physikalisches Seminar, 2 *g.* — **Brendel**: Versicherungsrechnung, 2, Übungen, 2 *g.*; Versicherungsmathematik, 2; Vorträge der Mitglieder über Wahrscheinlichkeitsrechnung (Seminar für Versicherungswissenschaft), 2 *g.* — **Schilling**: Analytische Geometrie, 4; Projektive Geometrie des Raumes und malerische Perspektive, 1, Übungen, 2 *g.* — **Ambronn**: Sphärische Astronomie, 3; Übungen im wissenschaftlichen Rechnen, 3; Praktische Übungen an den Instrumenten der Sternwarte, tägl. *g*; Einführung in das wissenschaftliche Rechnen mit Demonstrationen der mechanischen Hilfsmittel, 1 *g.* — **Zermelo**: Einleitung in die Theorie der Raumkurven und Flächen, 3. — **Blumenthal**: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 1; Mathematische Übungen für mittlere Semester, 1. —

Universität Graz.

Pfaundler: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Physikalische Übungen, 12 *g.* — **Wassmuth**: Mechanik nichtstarrer Körper: Elastizitätstheorie, Hydrodynamik und Akustik, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 3 *g.* —

Skraup: Organische Experimentalchemie (für Mediziner, Philosophen und Pharmazeuten), 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4; Chemische Übungen für Vorgeschrittene, tägl. — **Schrötter**: Chemie der carbozyklischen Verbindungen (Benzolderivate), 3. — **v. Hemmelmayr**: Chemie der Metalle (Fortsetzung), 1; Organisch-chemische Analysenmethoden, 1. — **Streintz**: Elektrochemie, 3. —

Frischauf: Höhere Analysis und deren Anwendung auf Geometrie, 5. — **Dantscher v. Kollesberg**: Analytische und projektivische Geometrie des Raumes (Fortsetzung), 5 Mathematisches Seminar, 2 *g.* — **Streissler**: Darstellende Geometrie II, 3. — **Hillebrand**: Sphärische Astronomie II, 2; Praktische Astronomie, 3. —

Technische Hochschule Graz.

v. Ettingshausen: Physik, 5; Elektrotechnik, 3; Ausgewählte Kapitel der Elektrotechnik, 1; Elektrotechnische Übungen, 8. — **Streintz**: Wärmelehre II, 2; Der Bleiakkumulator und das Akkumulatorproblem, $1^1/_2$. — **Bartl**: Theoretische Maschinenlehre I, 2, II, $1^1/_2$; Allgemeine Maschinenkunde II, $1^1/_2$; Maschinenbau II, 3. — **Bendl**: Maschinenbau I, 4, Übungen, 8, IIa, 3, Übungen, $9^1/_2$, IIb, Übungen, 15. —

Emich: Organische Chemie I, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im chemischen Laboratorium, für Vorgeschrittene. — **Andreasch**: Qualitative chemische Analyse 1; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der qualitativen chemischen Analyse, 18; Agrikulturchemie, 2; Chemische Technologie der organischen Stoffe: Technologie der Fette, 2; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der Darstellung organisch-chemischer Präparate, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie und der chemischen Technologie organischer Stoffe, für Vorgeschrittene. — **Benj. Reinitzer**: Quantitative chemische Analyse, 1; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der chemischen Massanalyse, 20; Chemische Technologie der anorganischen Stoffe: Glas- und Thonwaren-Erzeugung, 4 Elektrochemie, 2; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der Darstellung anorganisch-chemischer Präparate, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen Chemie und der chemischen Technologie anorganischer Stoffe. — **Friedr. Reinitzer**: Warenkunde, 4. — **v. Hemmelmayr**: Über organisch-chemische Analysenmethoden, 1. — **v. Kraft**: Mechanische Technologie I, 2, II, 2, III, 2; Mechanische Schutzmittel gegen Unfälle, 2. —

Hočevar: Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Stelzel** Elemente der höheren Mathematik II, 4. — **Peithner v. Lichtenfels**: Mathemathik II, 4, Übungen, 2. — **Schüssler** Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Seminarübungen (für Lehramtskandidaten), 2. — **Wittenbauer**: Allgemeine Mechanik (einschliesslich der Elemente der graphischen Statik) II, 4, Übungen, 1; Technische Mechanik II: Hydrostatik, 3. — **Klingatsch**: Niedere Geodäsie II, 4; Sphärische Astronomie, 2; Praktische Messübungen (Feldübungen). —

Universität Greifswald.

König: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalische Übungen für Studierende der Naturwissenschaften, 6; Leitung selbständiger physikalischer Untersuchungen, tägl.; Elementar-mathematische Ergänzungen zur Experimentalphysik, 1 *g.*; Besprechung über neuere physikalische Arbeiten (mit Mie), 2 *g.* — **Holtz**: Galvanische Elektrizität und Induktionselektrizität, experimentell, 2; Physik der Erde (Physische Geographie), gemeinfasslich, mit Experimenten, 1 *g.*; Meteorologie mit Einschluss der optischen Erscheinungen, gemeinfasslich mit Experimenten, 1 *g.* — **Mie**: Elastizitätslehre und Hydrodynamik, 4, Übungen, 1 *g.*; Kleines Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten, 2. — **Schreber**: Technische Mechanik, 1; Übungen im Demonstrieren physikalischer Apparate, 1. — **Berg**: Lektüre und Besprechung der Maxwellschen Abhandlung: „Über physikalische Kraftlinien“, 1 *g.*; Über Vorausbestimmung des Wetters, 1 *g.* —

Auwers: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl., für Pharmazeuten und Nahrungsmittelchemiker (mit Scholtz), ganz und halbtägig, tägl., für Mediziner, $3^1/_2$; Demonstrationen und Erläuterungen zum chemischen Praktikum für Mediziner, $^1/_4$ *g.* — **Scholtz**: Pharmazie: Organischer Teil, 3; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2; Pharmazeutisches Kolloquium, 2 *g.* — **Semmler**: Über Alkaloide, 1; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1 *g.* — **Posner**: Chemische Technologie I: Anorganische Stoffe, in Verbindung mit Exkursionen, 2; Analytische Methoden der organischen Chemie, 1. —

Thomé: Algebra, 4; Synthetische Geometrie, 2 *g.*; Mathematisches Seminar, 2 *g.* — **Engel**: Differentialgeometrie,

4; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Integralrechnung, 2 *g*; Transformationsgruppen und Differentialgleichungen, 2 *g*. — **Kowalewski**: Mechanik I, 4, Übungen, 1 *g*.; Über Anwendungen der elliptischen Funktionen, 1 *g*. — **Ebert**: Wahrscheinlichkeitsrechnung (Hasardspiele) und Methoden der kleinsten Quadrate, 1; Grundgleichungen der Störungstheorie und Entwickelung der Störungsfunktion, 1; Geodätische Übungen; Übungen in geographischen Ortsbestimmungen, *g*. —

Universität Halle.

Dorn: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Licht, 4; Physikalisches Laboratorium: a) Übungspraktikum, 6, b) Arbeiten von Geübten, tägl.; Über elektrische und magnetische Messungen, 2 *g*. — **Schmidt**: Einleitung in die theoretische Physik, 3; Theoretische Behandlung naturwissenschaftlicher Fragen (für Studierende der Naturwissenschaften), 2 *g*. —

Volhard: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium (mit Doebner und Vorländer), tägl. ausser Sonnabend; Anleitung zum Experimentalvortrag in Chemie, 1 *g*. — **Doebner**: Unorganische Chemie, 4; Über neuere Arzneimittel, 1 *g*. — **Vorländer**: Analytische Chemie, 2; Neuere Entwicklung der anorganischen Chemie, 1 *g*. — **Baumert**: Einleitung in das Studium der Chemie, 2; Praktische Übungen in der Untersuchung und Beurteilung von Nahrungs- und Genussmitteln, ganz- oder halbtägig, tägl. ausser Sonnabend. — **Roloff**: Liest nicht. — **Erdmann**: Technische Chemie I, unter besonderer Berücksichtigung der chemischen Industrie der Provinz Sachsen und des Herzogtums Anhalt, 2; Elektrochemisches Praktikum, 3; Praktische Übungen im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. ausser Sonnabend. —

Cantor: Zahlentheorie, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Wangerin**: Differentialrechnung mit Übungen, 5; Allgemeine Theorie der Raumkurven und krummen Flächen (Differentialgeometrie), 5; Ausgewählte Kapitel der Potentialtheorie, 1 *g*.; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Eberhard**: Analytische Geometrie der Ebene und Elemente derjenigen des Raumes, 4, Übungen, 1 *g*. — **Grassmann**: Analytische Mechanik III, 3, Übungen, 14tägig, 1 *g*; Elemente der Festigkeitslehre, 3. — **Buchholz**: Über die mechanische Differentiation und Integration und die auf dieser beruhenden Theorie der speziellen Störungen der Himmelskörper, 2; Praktische Übungen in geographischer Ortsbestimmung mit 3 Theodoliten und 2 Sextanten, 6. — **Bernstein**: Funktionentheorie, 4, Übungen, 1 *g*. —

Technische Hochschule Hannover.

Dieterici: Experimentalphysik: Elektrizität und Magnetismus, 4; Mechanische Wärmetheorie, 2; Arbeiten im Laboratorium der Physik (mit Precht), 4. — **Precht**: Photographie, mit Übungen, 2. — **Kohlrausch**: Grundzüge der Elektrotechnik, 3; Theoretische Elektrotechnik, 4; Entwerfen von Dynamomaschinen und Transformatoren (mit Winkelmann und Meyer), Übungen, 2; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Beckmann, Winkelmann, Schüppel und Meyer), Übungen, 8, II, Übungen, für Maschineningenieure, Übungen, 8. — **Heim**: Elektrische Anlagen II: Centralanlagen, 3, Übungen, 2; Elektrische Bahnen: Elektrotechnischer Teil, 2; Elektrische Kraftübertragung, 2; Grundzüge der technischen Elektrolyse, 2; Elektrolytische Übungen, 4. — **Beckmann**: Praktische Elektrotechnik für Anfänger I, 1; Elektrotechnische Messkunde I, 2. — **Thiermann**: Günstigste Anordnung elektrotechnischer Messungen und die Einflüsse der Fehler auf das Resultat, Übungen, 1 *g*. — **Franke**: Elektrotechnisches Kolloquium, Übungen, 1. — **Fischer**: Allgemeine mechanische Technologie (mit v. Roessler), 4; Spezielle Technologie I, einschliessl. Werkzeugmaschinenkunde (mit v. Roessler), 3, Übungen, 4. — **Riehn**: Bau und Theorie der Kraftmaschinen (mit Diedrich, Quelle, Mees und Kirchhoff), 6, Übungen, 8; Übungen im Entwerfen von Kraft- und Hebemaschinen (mit Diedrich, Quelle und Mees), 4; Schiffbau, 3, Übungen, 4. — **Frank**: Maschinenorgane (mit Ryssel, Wegener und Pilgram), 4, Übungen, 7; Eisenbahnmaschinenbau (mit Ryssel u. Pilgram), 3, Übgn., 3. — **Frese**: Ingenieurlaboratorium (mit Mestwerdt, Ziegler, Schürmann und Schaefer), 1, Übungen, 8, II, Übgn., 8; Theoretische Maschinenlehre (mit Ziegler), 4. — **Troske**: Grundzüge des Maschinenbaues (mit Burkowitz u. Schmidt), 3, Übungen, 4; Grundzüge des Eisenbahnmaschinenbaues (mit Burkowitz), 2; Übungen im Entwerfen von Fabrikanlagen und Eisenbahnwerkstätten (mit Burkowitz), 3. — **Klein**: Allgemeine Maschinenlehre II (mit Schmidt), 4; Hebezeuge und Pumpen (mit Burkowitz und Schmidt), Übungen, 4; Wasserhaltungs-, Förder- u. Gebläsemaschinen, 3. — **Prandtl**: Mechanik I, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, 3 *g*. — **v. Roessler**: Maschinenzeichnen (mit Burkowitz, Wegener und Ziegler), 4; Technologie der Kunstgewerbe, 2; Spezielle Technologie II, 2; Fabrikationszweige der Textilindustrie, 3; Technologisches Praktikum: Textilindustrie, 3. —

Seubert: Grundzüge der Chemie, 6; Arbeiten im Laboratorium der anorganischen Chemie (mit Eschweiler, Jänecke und Becker), tägl. ausser Sonnabend. — **Eschweiler**: Massanalyse, 2. — **Behrend**: Physikalische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium der organischen Chemie (mit Keiser), tägl. ausser Sonnabend. — **Keiser**: Chemische Tagesfragen, 1; Die Chemie der aromatischen Verbindungen, 1. — **Ost**: Chemische Technologie II, 3; Untersuchungsmethoden, 1; Mineralöle und Fette, 2; Übungen in der Elektroanalyse (mit Buchholtz), 6; Arbeiten im Laboratorium der technischen Chemie (mit Buchholtz), tägl. ausser Sonnabend. — **Wehmer**: Die Organismen des Gärungsgewerbes, 1; Mikroskopierübungen, 2; Übungen im mikroskopischen oder bakteriologischen Arbeiten, 3 oder 6. — **Laves**: Grundzüge der physiologischen Chemie, mit Demonstrationen, 2 *g*. —

Kiepert: Differential- und Integralrechnung II, 6, Übgn., 2, Repetition, 1; Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 5, Übungen, 1. — **Runge**: Differential- und Integralrechnung I, 3, Übungen, 1, III, 5, Übungen, 1; Anwendungen der höheren Mathematik, 4. — **Rodenberg**: Darstellende Geometrie (mit Peters, Fresenius und Fatken), 3, Übgn., 6; Darstellende Geometrie I (mit Peters, Fresenius und Fatken), 3, Übungen, 6. — **Reinhertz**: Grundzüge der praktischen Geometrie (mit Petzold), Übungen, 3; Planzeichnen (mit Petzold), 4; Geodäsie I: Praktische Geometrie, (mit Petzold), 2, Übungen, 6; Grundzüge der astronomischen Ortsbestimmung (mit Petzold), mit Übungen, 2. —

Universität Heidelberg.

Quincke: Experimentalphysik: Optik, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum, 4; Praktische Übungen und Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen im physikalischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Übungen des physikalischen Seminars, 1 *g*. — **Pockels**: Einleitung in die theoretische Physik, 3, Übungen, 1 *g*.; Physikalische Optik, 3. — **Weber**: Grundlagen der Maxwell-Hertzschen Theorie des Elektromagnetismus, 1; Die Bedeutung der neueren elektrischen Forschungen für Wissenschaft und Technik, 1; Wissenschaftlich-photographische Übungen, 2. — **Kalähne**: Einführung in das physikalische Praktikum mit besonderer Berücksichtigung der elektrischen Messmethoden, 2. —

Curtius: Allgemeine Chemie II: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen und Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen im akademischen Laboratorium, tägl.; Chemisches Anfänger-Praktikum für Mediziner, 3; Chemisches Praktikum für Mediziner, halbtägig, tägl. ausser Sonnabend; Einführung der Mediziner in das praktische Studium der Chemie, 1; Chemischer Referateabend (mit Jannasch, Knoevenagel, Bredig, Stollé, Klages, Mohr, Darapsky), 14 tägig, 2 *g*. — **Brühl**: Anorganische Chemie, mit Experimenten, 3; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Medizinisch-chemische Übungen, tägl. ausser Sonnabend. — **Horstmann**: Liest nicht. — **Jannasch**: Titrier-Analyse, 2; Ausmittelung der Gifte, 1; Gasanalytisches Praktikum, 3; Chemisches Praktikum zur Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel, 8. — **Knoevenagel**: Chemische Technologie (organische Prozesse), mit Ausflügen, 2. — **Bredig**: Angewandte Elektrochemie, 2; Kontaktchemie, die Lehre von den Kontakt- und Enzymwirkungen, 2; Theoretische Übungen in physikalischer Chemie, 14 tägig, 1 *g*. — **Bornträger**: Liest nicht. — **Krafft**: Anorganische Chemie, 4; Praktisch-chemische

Arbeiten und Übungen, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum für Anfänger. — **Dittrich**: Quantitative Analyse durch Elektroanalyse mit Übungen, 1; Chemisches Praktikum und Anleitung zu wissenschaftlichen anorganisch-analytischen Untersuchungen, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum, für Anfänger und Mediziner, tägl. ausser Sonnabend; Ferienkurse: Chemisches Praktikum (auch für Mediziner), ganztägig, vierwöchentlich, in den Oster- und Herbstferien. — **Stollé**: Qualitative Analyse, 2; Analytische Methoden der organischen Chemie, 1; Pharmazeutische Chemie I: Anorganischer Teil, 2. — **Klages**: Chemie der Kohlehydrate, 1. — **Mohr**: Pyridinderivate und Alkaloide, 1. — **Darapsky**: Geschichte der Chemie bis zum Beginn des 19. Jahrhunderts, 1. —

Koenigsberger: Differential- und Integralrechnung, 4; Theorie der Linien und Flächen, 4; Mathematisches Unter- und Ober-Seminar, 2. — **Valentiner**: Sphärische Astronomie, 3; Ausgewählte Kapitel aus der Stellarastronomie, 1. — **Wolf**: Theorie und Geschichte der Spektralanalyse, 2 *g*. — **Cantor**: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Arithmetik und Algebra (für Kameralisten), 3. — **Eisenlohr**: Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3; Mechanik, 4. — **Koehler**: Synthetische Geometrie der Ebene, 3. — **Landsberg**: Funktionentheorie, 4; Theorie der Determinanten, 2. — **Boehm**: Elementarmathematik I: Arithmetik, Algebra, Analysis, 3. —

Universität Innsbruck.

Exner: Mathematische Physik: Akustik und Optik, 5; Seminar für mathematische Physik, 1 *g*. — **Czermak**: Experimentalphysik: Galvanismus, Akustik, Optik, 5; Praktische Übungen für Mediziner, 2 *g*., für Vorgerücktere, tägl. *g*. — **Radaković**: Galvanometrie (Fortsetzung), 2; Praktische Übungen im Laboratorium für Anfänger, 6. — **Tollinger**: Die Physik des Bodens, 2. — **Hammerl**: Elektrotechnik I: Über Gleichstrommaschinen und Motoren, 2. — **Trabert**: Luftelektrizität, 1; Schwingungen der Atmosphäre (mit höherer Rechnung), 2; Konversatorium über einige Probleme der theoretischen Meteorologie, 2. —

Brunner: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen in analytischer und pharmazeutischer Chemie im Laboratorium, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner I, 6; Praktische Übungen in analytischer Chemie für Hörer der Philosophie, tägl. — **Hopfgartner**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Chemie, 1. — **Zehenter**: Chemische Technologie der organischen Stoffe II, 2. —

Otto Stolz: Reelle Differential- und Integralrechnung (Fortsetzung), mit Übungen, 4; Theorie der Funktionen von komplexen Veränderlichen nach Cauchy und Weierstrass, mit Übungen, 3. — **Zindler**: Elemente der Zahlentheorie, 3; Anwendung der Differentialrechnung auf Geometrie, mit Übungen, 4. — **v. Oppolzer**: Methode der kleinsten Quadrate, 2; Übungen am Refraktor, 8. —

Universität Jena.

Winkelmann: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum, a) für Physiker, 6, b) für Chemiker, 4, c) für Mediziner, 4; Physikalische Spezialuntersuchungen, tägl. — **Abbe**: Liest nicht. — **Auerbach**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Das absolute Masssystem, $1^1/_2$. — **Straubel**: Physikalische Optik, 2. — **Ambronn**: Anleitung zur Benutzung des Polarisationsmikroskops bei histologischen Untersuchungen, 1; Übungen in der Handhabung des Mikroskops und seiner Nebenapparate, 2 *g*.; Einleitung in die Theorie der Apparate für Mikrophotographie und Projektion, 2 *g*. —

Knorr: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Wolff), a) Vollpraktikum, 6, b) Halbpraktikum, 3, c) Halbpraktikum für Mediziner, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Duden und Rabe), *g*. — **Wolff**: Massanalyse, 2; Elektrolyse und elektrolytisches Praktikum, 2. — **Duden**: Chemie der hydroaromatischen Verbindungen. — **Immendorff**: Grundzüge der anorganischen und organischen Chemie (Experimentalchemie) für Landwirte, 5; Über Moor und Moorkultur, 1; Grosses und kleines chemisches Praktikum für Landwirte; Agrikulturchemisches Seminar für Fortgeschrittene, 2. — **Vongerichten**: Chemische Technologie: Die organische Grossindustrie, 2; Chemisch-technisches Praktikum, tägl. — **Matthes**: Pharmazeutische Chemie II: Organische Chemie 2; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 1; Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel, a) Vollpraktikum, b) Halbpraktikum; Darstellung und Prüfung der Arzneimittel, Ausmittlung der Gifte für Pharmazeuten, Halbpraktikum. — **Gänge**: Arzneimittellehre für Studierende der Zahnheilkunde, 2; Gerichtliche Chemie, 1; Praktische Übungen durch Spektralanalyse, Mikroskopie und Polarisation des Lichts zum Zwecke chemischer Untersuchungen, 2 *g*.; — **Rabe**: Gasanalyse. —

Thomae: Elliptische Funktionen, 4; Projektive Geometrie, 2. — **Gutzmer**: Potentialtheorie, 4; Differentialrechnung mit Übungen, 5; Mathematisches Kolloquium, 2. — **Frege**: Analytische Geometrie, 4, Übungen, 2 *g*. — **Knopf**: Zeit- und Ortsbestimmung mit praktischen Übungen auf der Sternwarte, 4; Sphärische Astronomie, 3. — **Rau**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, halbtägig; Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, 2 *g*. —

Technische Hochschule Karlsruhe.

Lehmann: Experimentalphysik, 4; Physikalisches Seminar (mit Sieveking), 1; Physikalisches Repetitorium (mit Sieveking), 1; Physikalisches Laboratorium (mit Sieveking), 6; Elektrizität und Licht, 1. — **Schultheiss**: Synopthische Meteorologie, 1. — **Arnold**: Gleichstromtechnik, 2. Wechselstromtechnik, 2; Übungen im Konstruieren elektrischer Maschinen und Apparate, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Schleiermacher), 12, II, 8. — **Meidinger**: Ältere Anwendungen der Elektrotechnik (Blitzableiter, Galvanoplastik, Telegraphie, Telephonie), 2; Ventilationsanlagen im einzelnen mit Exkursionen, 1. — **Schleiermacher**: Grundlagen der Elektrotechnik und Messkunde, 2; Theoretische Elektrizitätslehre, 4. — **Teichmüller**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Seminar, 1; Theorie der Wechselströme, 2, Übungen, 2; Elektrische Beleuchtung, 2. — **Seltsam**: Telegraphie und Fernsprechwesen, 2. — **Schmidt**: Photographisches Praktikum (mit Vorträgen über die Theorie der Photographie, Darstellung lichtempfindlicher Präparate), 4 Exkursionen, 1 Nachmittag. — **Benoit**: Pumpen und Gebläse, 3; Hebemaschinen, 4; Maschinenzeichnen, Übungen, 4. Entwerfen von Hebemaschinen, 6; Entwerfen von Hebemaschinen, Pumpen und Gebläsen, 6. — **Brauer**: Festigkeitslehre, 2, Übungen, 3; Hydraulik, 2; Kinematik, 2; Untersuchungen an Dampfmaschinen, Dampfkesseln, Gaskraftmaschinen, Wasserkraftmaschinen und Arbeitsmaschinen, Materialprüfungen auf Elastizität und Festigkeit, Hydraulische Versuche, 3. — **Grassmann**: Dampfmaschinen und Kessel II, 4; Entwerfen von Dampfmaschinen und Kesseln, 6; Entwerfen von Dampfmaschinen: für Studierende der Elektrotechnik, 6 Maschinenanlagen, 2, Übungen, 6. — **Keller**: Maschinenelemente, 3; Maschinenkonstruktion: Triebwerke etc., für Studierende des Maschinenwesens, 8, der Elektrotechnik, 4, des Ingenieurwesens I (Triebwerke, Hebezeuge etc.), 4; Lokomotivbau, 3; Hebemaschinen für Ingenieure, 1. — **Lindner**. Maschinenkunde, 3; Maschinenfabrikation, 2; Mechanische Technologie: Berg- und Hüttentechnik, 2; Technisches Zeichnen für Chemiker, 2; Technologische Exkursionen. —

Bunte: Chemische Technologie I: Baumaterialien, Glas, Keramik etc., 2, II: Chemische Grossindustrie, 2; Übungen in der technischen Analyse (mit Eitner), für Chemiker, 4, für Maschineningenieure, 3; Arbeiten im chemisch-technischen Laboratorium, 5 Tage. — **Engler**: Organische Experimentalchemie, 4; Chemisches Kolloquium, 1; Stereochemie, 1. Chemisches Laboratorium, 5 Tage. — **Le Blanc**: Physikalische Chemie II: Verwandtschaftslehre, 2; Wissenschaftliche Grundlagen der analytischen Chemie, 1; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Kolloquium für Vorgeschrittene, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, 5 Tage; Physikalisch-chemischer und elektrochemischer Einführungskurs, 8 Wochen; Übungen im elektrochemischen Laboratorium für Elektrotechniker, 3. — **Dieckhoff**: Pharmazeutische Chemie, 2; Analytische Chemie I, 2. — **Eitner**: Methoden der technischen Analyse, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Analyse für Maschinenbauer und Elektrotechniker, 1. — **Haber**: Spezielle technische Elektrochemie mit Demonstrationen, 3; Chemische Technologie der Faserstoffe II: Bleicherei, Färberei, Druckerei, 2, Übungen, 2. — **Kast**: Moderne Spreng- und Treibmittel, 2. — **Scholl**: Chemie der

Benzolderivate I und II, 2. — **Wöhler**: Physikalisch-analytische Methoden, 2, Übungen, 2. —

Haussner: Elementare und analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 3, Übungen, 1; Synthetische Geometrie, 2, Übungen, 1. — **Heun**: Theoretische Mechanik I und II, 4, Übungen, 2; Behandlung von Problemen der theoretischen Mechanik, 2; Mechanisches Seminar für Fortgeschrittenere, 4. — **Kraser**: Höhere Mathematik II, 2; Grundlehren der höheren Mathematik, 4, Übungen, 1. — **Schur**: Darstellende Geometrie I und II, 4, Übungen, 4; Übungen in Perspektive, 3. — **Wedekind**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **N. N.**: Projektionslehre, 2, Übungen, 2. — **Haid**: Geodätisches Praktikum II, für Ingenieure, Forstleute und Geometer, 6, III, für Ingenieure, 3; Elemente der praktischen Geometrie und Vermessungsübungen für Maschineningenieure und Architekten, 2, Übungen, 3; Grössere Vermessungsübungen am Schlusse des Sommersemesters, 2 Wochen. — **Kriemler**: Konstruktionsübungen in den Elementen des Ingenieurwesens, 1, Übungen, 3. —

Universität Kiel.

Lenard: Experimentalphysik: Optik, Elektrizität, Magnetismus, 4; Praktische Übungen für Anfänger, 7; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, tägl. ausser Sonnabend; Besprechungen physikalischer Fragen, 1 *g*. — **Weber**: Theorie der Wärme, 4; Physikalische Technologie unter besonderer Berücksichtigung des Eisenbahnwesens (für Juristen), mit Exkursionen, 2; Ausgewählte physikalische Messungen und Untersuchungen, tägl. ausser Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. —

Claisen: Anorganische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum in der anorganischen Abteilung (mit Biltz), a) halbtägig, b) ganztägig, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum in der organischen Abteilung, ganztägig, tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Rügheimer), 4. — **Rügheimer**: Über die Alkaloide und deren Ermittelung bei Vergiftungsfällen, 1; Über pharmazeutisch wichtige Alkaloide, 14 tägig, 1 *g*.; Einführung der Mediziner in das praktische Studium der Chemie, 3/4 *g*. — **Biltz**: Analytische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie I: Unorganische Betriebe, 2; Exkursionen im Zusammenhange mit dem Kolleg über chemische Technologie, *g*. — **Berend**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der organischen Farbstoffe, 1; Strukturchemische Übungen, 1 *g*. — **Stoehr**: Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1. — **Feist**: Chemie der Benzolderivate, 2. — **Preuner**: Bestimmung des Molekulargewichts gasförmiger und gelöster Stoffe, mit Demonstrationen, 2. — **Emmerling**: Agrikulturchemie, 1 *g*. —

Pochhammer: Einleitung in die Theorie der Determinanten, 4; Theorie der algebraischen Kurven und Flächen, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Stäckel**: Differentialrechnung und Einleitung in die höhere Analysis, 4; Höhere Algebra, 4; Lehre vom Extremum (mit Einschluss der Varitionsrechnung), 2; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Weinnoldt**: Synthetische Geometrie der Ebene und des Raumes, 4. — **Harzer**: Theorie der Bahnbestimmungen, 3; Übungen im numerischen Rechnen, 1 *g*. — **Kreutz**: Theorie der speziellen Störungen, 2; Über numerisches Rechnen, 1 *g*. — **Kobold**: Höhere Geodäsie, 2, Übungen, *g*. — **Grossmann**: Sphärische Astronomie, 3. —

Universität Königsberg.

Pape: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik und Wärmelehre, 5; Physikalisches Praktikum; Elektrolyse, 1 *g*. — **Volkmann**: Elektrodynamik, 4; Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten, für Anfänger und Vorgerückte, 6; Ergänzungen und Erläuterungen zur Elektrodynamik, insbesondere betreffend die in Betracht kommenden Grundbegriffe der Mechanik, 1 *g*.; Physikalisch-theoretische Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 1 *g*. —

Lossen: Liest nicht. — **Klinger**: Anorganische Chemie, 4; Organische Chemie, 4; Übungen im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Chemie, 1 *g*. — **Stutzer**: Agrikulturchemie I: Ernährung der Pflanzen, 4; Kleines Praktikum im Laboratorium, 10; Grosses Praktikum im Laboratorium, tägl.; Exkursionen, Sonnabends *g*. — **Blochmann**: Einleitung in die Teerfarbenindustrie, 2; Gasanalyse, mit Übungen; Maschinelle Hilfsmittel der chemischen Technik, 1 *g*. — **Partheil**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 4; Toxikologische Chemie, 1; Praktische Übungen im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Methoden der Arzneimittelprüfung II: Reinheits- und Gehaltsprüfungen, 1 *g*. — **Lassar-Cohn**: Aromatische Chemie, 2. — **Löwenherz**: Einleitung in die anorganische Chemie, für Chemiker und Mediziner, mit Demonstrationen, 2; Elektrochemische und physikalisch-chemische Übungen und Arbeiten, *g*.; Die Anwendungen der Elektrizität in der Landwirtschaft, mit Demonstrationen, 1 *g*. —

Struve: Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 3; Übungen an den Instrumenten der Sternwarte, 2 *g*. — **Meyer**: Zahlentheorie mit besonderer Berücksichtigung der algebraischen Zahlen, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Schoenflies**: Analytische Geometrie, 5; Übungen im mathematischen Seminar für Anfänger, 1 *g*. — **Saalschütz**: Differentialrechnung, 4, Übungen, *g*.; Über pseudo-elliptische Integrale 3. Gattung, 1 bis 2. — **Cohn**: Dynamik (nach Hamilton und Jacobi), 3. — **Vahlen**: Algebra, 5, Übungen, 1 *g*. —

Universität Leipzig.

Wiener: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Schall, 5; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Praktikum, 9; Physikalisches Kolloquium (mit Des Coudres), 2 *g*. — **Des Coudres**: Elektrizität und Magnetismus (Maxwellsche Theorie einschliesslich Vektoranalysis), 4; Ausgewählte Kapitel aus der Elektrizitätslehre, 1 *g*. — **v. Oettingen**: Harmonielehre auf akustischer Grundlage, 2 *g*. — **Marx**: Elektrotechnik I: Gleichstrom und magnetischer Kreis, mit Experimenten, 1; Ionisation der Gase durch Licht, Röntgen- und Radium-Strahlung, 1. — **Dahms**: Interferenz und Beugung des Lichtes mit Experimenten, 1. —

Ostwald: Chemische Verwandtschaftslehre in geschichtlicher Darstellung, 2; Chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl.; Physikalisch-chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig (mit Luther), tägl.; Besprechung wissenschaftlicher Arbeiten, 1 *g*. — **Beckmann**: Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Besprechung pharmazeutisch-chemischer Präparate: Anorganischer Teil, 2 *g*.; Chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl.; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungsmittel-Chemie, tägl.; Pharmazeutisch-toxikologisches Praktikum, halbtägig, tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner, 6. — **Hantzsch**: Anorganische Chemie, 6, Ergänzungen, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Analytiker, a) ganztägig, tägl., b) halbtägig, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Vollpraktikum f. Vorgerücktere (m. Stobbe, Rassow und Ley), tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner, 6. — **Stobbe**: Organische Experimentalchemie II: Die aromatischen Verbindungen, 3. — **Wagner**: Übersicht über die anorganischen Verbindungen (insbesondere für zukünftige Lehrer), 1; Analyse, 1 *g*.; Chemisches Praktikum für Lehrer, tägl. — **Rassow**: Chemische Technologie, Brenn- und Leuchtstoffe, sowie ausgewählte Kapitel der anorganischen Grossindustrie (mit Exkursionen), 1 1/2; Technische Gasanalyse, mit praktischen Übungen, 2; Chemisch-technologisches Praktikum für Fortgeschrittenere, tägl. — **Luther**: Elektrochemie, 2. — **Bodenstein**: Chemische Kinetik (Reaktionsgeschwindigkeit und Katalyse), 2. — **Böttger**: Grundlagen der analytischen Chemie, 2. — **Schall**: Elektrochemie organischer Verbindungen, 2. —

Scheibner: Liest nicht. — **Neumann**: Analytische Mechanik II, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Mayer**: Partielle Differentialgleichungen I. Ordnung, 2. — **Hölder**: Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 4, Übgn., 1 *g*; Über die Grundlagen der Arithmetik und der Grössenlehre, 2. — **Hausdorff**: Einführung in die analytische Geometrie, 4, Übgn., 1 *g*; Nichteuklidische Geometrie, 2. — **Liebmann**: Differentialgeometrie, 4, Übungen, 1 *g*. — **Bruns**: Theorie der astronomischen Instrumente, 4; Seminar für wissenschaftliches Rechnen, 2 *g*; Praktische Übungen in der Sternwarte (mit Peter), *g*. — **Peter**: Astronomische und technische Chronologie, 2. —

Universität Marburg.

Richarz: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Kolloquium (mit Feussner), 2 *g*.; Physi-

kalisches Praktikum (mit Feussner), 6; Leitung eigener Untersuchungen, tägl. — **Feussner**: Theoretische Physik I: Analytische Mechanik, 4. — **Schaum**: Physikalische Chemie II, 3; Über physikochemische Messungen, 1 *g.*; Anleitung zur Berechnung einfacher physikalischer Aufgaben, 1. — **A. Schulze**: Kinetische Gastheorie, 2. —

Zincke: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie für Chemiker und Mediziner, 6; Repetitorium für Mediziner über organische Chemie, 1; Praktische Übungen in der allgemeinen und analytischen Chemie, sowie selbständige chemische Arbeiten (mit Schenck), tägl.; Praktisch-chemische Übungen für Mediziner (mit Schenck), 4. — **E. Schmidt**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 6; Prüfung der Arzneimittel, 1; Praktische Übungen in der analytischen und forensischen Chemie, sowie in der Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel. — **Fittica**: Theoretische Chemie, 2; Neuere Geschichte der Chemie, 1 *g.* — **Reissert**: Chemie der organischen Farbstoffe, 2. — **Schenck**: Elektrochemie, 2. — **Haselhoff**: Chemie der Nahrungsmittel (Pflanzliche Nahrungsmittel), 1; Ausgewählte Kapitel aus der Agrikulturchemie (mit Exkursionen), 1. —

N. N.: Differentialrechnung, 5; Einleitung in die neuere Geometrie, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 2 *g.* — **Hensel**: Funktionentheorie, 4; Theorie der partiellen Differentialgleichungen und ihre Anwendung auf Probleme der Physik, 3; Ausgewählte Kapitel der Algebra (Gruppentheorie), 1; Übungen des Mathematischen Seminars, 2 *g.* — **v. Dalwigk**: Analytische Geometrie der Ebene (Kegelschnitte), 4, Übungen, 1 *g.*; Darstellende Geometrie mit Übungen I, 2. — **Jung**: Determinanten, 2; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2. —

Universität München.

Röntgen: Experimentalphysik II, 5; Praktische Übungen (mit Graetz und Zehnder), 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 44; Physikalisches Kolloquium, 2 *g.* — **Graetz**: Theorie des Lichtes, 4; Einleitung in die theoretische Physik, 4; Physikalisches Praktikum. — **Zehnder**: Kapitel aus der angewandten Physik, mit Demonstrationen und Exkursionen, 2. — **Korn**: Einführung in die analytische Mechanik, 4; Die Telegraphengleichung und die Theorie der Wechselströme, 2. **Erk**: Wird später ankündigen. — **Doule**: Doppelbrechung und damit zusammenhängende Erscheinungen, 2. —

v. Baeyer: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Hofmann und Piloty in der unorganischen, mit Koenigs und Willstätter in der organischen Abteilung), tägl. ausser Sonnabend· Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Piloty), 4. — **Hilger**: Chemie in ihrer Anwendung auf Pharmazie und Medizin I: Anorganische Chemie, 4; Die wissenschaftlichen Grundlagen der Nahrungsmittelchemie II, 1; Forense Chemie, 1 *g.*; Chemisches Praktikum: Arbeiten auf dem Gesamtgebiete der angewandten Chemie, speziell der Nahrungsmittel, physiologische Chemie und elektrochemische Arbeiten, halb- und ganztägig. — **Koenigs**: Über Pyridinderivate, 1 *g.* — **K. Hofmann**: Spezielle unorganische Experimentalchemie I: Alkalimetalle, Erdalkalien und Schwermetalle, für Anfänger und Vorgeschrittene, 4; Praktikum für Gasanalyse, 4, für Spektralanalyse, 2. — **Piloty**: Über massanalytische Methoden, 2; Elektrolytisches Praktikum, 4—5 wöchentlicheKurse, ganztägig. — **Willstätter**: Teerfarbstoffe und ihre Anwendung in der Färberei, 4. — **Dieckmann**: Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1. —

G. Bauer: Wird später ankündigen. — **Lindemann**: Integralrechnung, 5; Theorie der konformen Abbildung und der linearen Differentialgleichung, 4; Die Grundbegriffe der Geometrie, 2; Mathematisches Seminar: Auflösung höherer Gleichungen, $1^1/_2$ *g.* — **Voss**: Analytische Geometrie des Raumes, 5; Analytische Mechanik II, 4, Übungen, 2 *g.* — **Doehlemann**: Darstellende Geometrie II: Axonometrie, Perspektive, 3, Übungen, 2; Synthetische (neuere) Geometrie, 3. — **v. Weber**: Algebraische Analysis, 4; Einführung in die Theorie der gewöhnlichen und partiellen Differentialgleichungen, 4; Ausgewählte Kapitel der Funktionentheorie, 2. — **Brunn**: Algebra II, 4. — **v. Seeliger**: Astrophysik II, 3; Praktische Übungen an den Instrumenten der Sternwarte (mit Anding), *g.* — **Anding**: Elemente der Astronomie, 2. —

Technische Hochschule München.

Ebert: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektromagnetismus, Induktion, Optik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen auf dem Gebiete der Physik. — **Knoblauch**: Grundzüge der Physik: Elektrizität, Optik (für Vermessungsingenieure, 3; Thermische Messmethoden, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik. — **Fischer**: Experimentelle Wellenlehre und Akustik, 1; Herstellung, Messung und Verwendung tiefer Temperatur (mit Versuchen, 2; Physikalisches Praktikum für Physiker und Mathematiker, 4. — **Kutta**: Mathemathische Optik, 3; Trigonometrie, 3, Übungen, 1. — **Emden**: Die Sonne, 2. — **Edelmann**: Photographisches Praktikum, 2. — **Voit**: Angewandte Physik: Heizung, Ventilation, Akustik der Gebäude, Blitzableiter, Übungen, 2; Elektrotechnik für Maschineningenieure und Chemiker, 3, Übungen, 2; Theorie und Konstruktion der Messinstrumente und Elektrizitätszähler, 2. — **Heinke**: Grundzüge der Elektrotechnik, 3, Übungen, 2; Elektrotechnische Messkunde, 2; Elektrotechnisches Praktikum I: Messtechnik und Photometrie, 4; Elektrische Arbeitsübertragung und Zentralanlagen, 2, Übungen, 4. — **Gleichmann**: Elektrische Schalt- und Regulierapparate, 2; Elektrische Bahnen, 1. — **Ossanna**: Elektrotechnisches Praktikum II: Messungen an Maschinen, Gleichrichtern und Transformatoren, 4; Theorie und Konstruktion der elektrischen Maschinen II: Wechselstromgeneratoren und Synchronmotoren, 4; Entwerfen von elektrischen Maschinen, 4. — **v. Lossow**: Konstruktionslehre der Maschinenteile II, 3; Entwerfen von Maschinenteilen II, 8 und 6; Entwerfen von Dampfkesseln, 2. — **Ultsch**: Einführung in die Konstruktionslehre der Arbeitsmaschinen, 1; Konstruktionslehre der Arbeitsmaschinen II, 2; Maschinenzeichnen, 4; Entwerfen von Arbeitsmaschinen II, 6. — **Camerer**: Entwerfen von Wasserkraftmaschinen, 7. — **Lynen**: Konstruktionslehre der Dampfmaschinen, 6; Entwerfen von Eisenbahnmaschinen, 2. — **Schröter**: Theoretische Maschinenlehre I, 4, II, 2; Praktikum im Laboratorium für theoretische Maschinenlehre, 2. — **v. Hoyer**: Mechanische Technologie II, 5; Ausgewählte Kapitel aus der mechanischen Technologie: Papierfabrikation, 2. — **Hofmann**: Allgemeine Maschinenlehre, 4. —

Muthmann: Allgemeine Experimentalchemie einschliesslich der Grundzüge der organischen Chemie, 5; Chemisches Praktikum im analytischen und elektrochemischen Laboratorium, 10 bis 30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der unorganischen Chemie und der Elektrochemie, 30. — **Schultz**: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum im organischen Laboratorium, 20 bis 30; Chemische Technologie III: Organische Farbstoffe einschliesslich der Färberei, 4; Praktikum im chemisch-technischen Laboratorium, 20 30. — **Eibner**: Pyridin, Chinolin, Isochinolin und Alkaloide, 1. — **Rohde**: Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie mit Berücksichtigung der Tagesliteratur, 1. — **Lipp**: Analytische Chemie der Metalle und Metalloide nebst Gewichts- und Massanalyse I, 2; Brennmaterialien und Feuerungsanlagen mit Einschluss der Technischen Gasanalyse II, 1, Übungen in der technischen Gasanalyse, 3. — **Baur**: Anwendung der physikalischen Chemie auf technische Prozesse und analytische Operationen, 1. — **Hofer**: Die elektrochemischen Prozesse, 2. — **Lintner**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2; Gärungschemisches Praktikum nebst Übungen in der Untersuchung von Nahrungs- und Genussmitteln, 30; Technologie und Warenkunde I: Anorganische Waren, 2. —

v. Dyck: Höhere Mathematik II, 6, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Funktionentheorie, 3. — **Finsterwalder**: Mathematisches Seminar (Kolloquium) (mit v. Dyck), 2; Ergänzung und Wiederholung des Lehrstoffes der höheren Mathematik, 3; Mechanik nach H. Hertz, 2. — **v. Braunmühl**: Grundzüge der höheren Mathematik, 4, Übungen, 2; Anwendung der Differential- und Integralrechnung auf Geometrie, 4; Mathematisch-historisches Seminar, 2. — **Burmester**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 4; Kinematik, 3. — **Schmidt**: Vermessungskunde II, 4; Praktikum II, 4 oder 8; Hauptvermessungsübungen, 1 oder 2 Wochen; Katastertechnik, 3, Praktikum IV: Berechnungen und Ausarbeitungen, 10; Kartierungsübungen, 4. — **Anding**: Elemente der Astronomie, 2. — **Günther**: Mathematisch-physikalische

Erdkunde II, 4. — **Föppl**: Technische Mechanik einschliesslich der Elemente der graphischen Statik und der analytischen Mechanik I: Einführung in die Mechanik, 4, IV: Dynamik, 3, Übungen zur Dynamik, 2; Praktikum im mechanisch-technischen Laboratorium, 2. —

Universität Münster.

Hittorf: Liest nicht. — **Heydweiller**: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Wärme, 4; Einleitung in die theoretische Physik, 2; Physikalische Übungen, 9; Wissenschaftliche Untersuchungen im physikalischen Institut, tägl.; Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Reinganum**: Thermodynamik, 2. —

Salkowski: Organische Chemie II: Die cyklischen Verbindungen, 5; Die Schwermetalle, 2 *g*.; Praktische Übungen und Leitung wissenschaftlicher Arbeiten im chemischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **König**: Analytische Chemie (Metalloide), 1; Hygiene, 2 *g*.; Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, tägl. *g*. — **Kassner**: Über Gifte und ihren Nachweis in Untersuchungsobjekten, 1 *g*.; Pharmazeutische Chemie I, mit Demonstrationen und Experimenten, 4; Kolloquium über pharmazeutische Präparate und die Gegenstände des deutschen Arzneibuches (Fortsetzung), 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie mit besonderer Berücksichtigung der „Cellulose- und Papierfabrikation und Papierprüfung", 1; Toxikologische, pharmazeutisch-chemische und massanalytische Übungen im Laboratorium, Darstellung chemischer Präparate, Elementar-Analyse, für Vorgerücktere Bearbeitung wissenschaftlicher oder technischer Aufgaben, 25. — **Bömer**: Herstellung und Untersuchung von Gebrauchsgegenständen, 1 *g*.; Repetitorium der Nahrungsmittelchemie, *g*. —

Killing: Analytische Geometrie I, 4, Übungen, 1 *g*.; Funktionentheorie, 4; Übungen des mathematischen Oberseminars, 2 *g*. — **v. Lilienthal**: Analytische Mechanik, 4; Ausgewählte Kapitel der Differentialgeometrie, 2; Determinantentheorie, 2; Mathematisches Unterseminar, 1 *g*. — **Dehn**: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 1 *g*.; Algebra II, 2. — **Plassmann**: Methode der kleinsten Quadrate, 2; Über den Mond, 2; Übungen im astronomischen Beobachten und Rechnen, *g*. —

Universität Prag.

Lecher: Experimentalphysik II, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, *g*. — **v. Geitler**: Physikalisches Praktikum: a) für Physiker und Mathematiker, 6, b) für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Theorie des Gleich- und Wechselstroms, 2. — **Lippich**: Theorie der Elastizität, 3; Wärmeleitung, 2; Seminarübungen, 2 *g*. — **Spitaler**: Kosmische Spektralanalyse, 2; Wetterprognose, 1; Moderne Erdbebenforschung, 1. —

Goldschmiedt: Organische Chemie, 5; Chemische Übungen; Chemische Übungen für Mediziner, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, *g*. — **Gintl**: Chemische Methoden der Lebensmitteluntersuchung mit praktischen Übungen, 6. — **Meyer**: Alkaloide, 1. — **Kirpal**: Chemische Technologie, 2. — **Rothmund**: Theoretische und physikalische Chemie, 4; Physikalisch-chemische Messmethoden, 1; Physikalisch-chemisches Praktikum, 3 *g*.; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, *g*. —

Pick: Geometrie der Kegelschnitte, 4, Übungen, 1; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Gmeiner**: Differential- und Integralrechnung, 5. — **Weiss**: Projektive Geometrie, 2. — **Weinek**: Theorie des Äquatoreals und seiner Mikrometer, 3; Praktisches Beobachten, 2; Über Doppelstern- und Satelliten-Bahnbestimmung, 1 *g*. — **Oppenheim**: Mechanik des Himmels II: Elemente der Mondbewegung, 2. —

Technische Hochschule Prag.

Tuma: Physik: Wellentheorie, Akustik, Optik, 5, Praktikum, 3. — **Puluj**: Allgemeine Elektrotechnik: Elektromotoren für Gleich- und Wechselströme, Elektrische Bahnen, 2, Übungen, 3; Spezielle Elektrotechnik: Elektrische Zentralen für Beleuchtung und Kraftübertragung, Berechnung der Leitungsnetze, 2; Ausgewählte Kapitel der Wechselstrom-Elektrotechnik, 1. — **Schiebel**: Allgemeine Maschinenkunde, 3; Maschinenbau (I. Kurs) I, 2, Konstruktive Übungen, 4, (I. Kurs) II, 2, Konstruktions-Übungen, 7. — **Doerfel**: Maschinenlehre, 5, Konstruktionsübungen, 6; Maschinenlehre (Ausgewählte Kapitel), 2; Maschinenbau (II. Kurs), 2, Konstruktionsübungen, 4. — **Baudiss**: Maschinenbau (II. Kurs), 4, Konstruktionsübungen, 6; Maschinenbau (Ausgewählte Kapitel), 2. — **Pichl**: Klimatologisches Praktikum, 1. —

Gintl: Allgemeine Experimentalchemie (Mineralstoffe): Spezielle Chemie der Elemente II, 5; Praktische Übungen in der Ausführung chemischer Operationen und Darstellung von Präparaten, 6; Analytische Chemie (qualitative), Repetitorium, 2; Analytische Chemie (quantitative), 2, Praktische Übungen in der quantitativen Analyse, 24; Spezielle Kapitel der organischen Chemie, 1; Praktische Photographie und Übungen; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher chemischer Untersuchungen für Geübtere, 15; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2, Übungen, 6. — **Storch**: Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher chemischer Untersuchungen für Geübtere, 15; Physikalische Methoden der Untersuchung von Nahrungsmitteln, 1, Übungen, 2; Chemie der Metalle und technische Metallgewinnung, 2; Massanalyse und chemische Arithmetik, 1; Physikalische Chemie: Elektrochemie, 3; Theorie der zyklischen Verbindungen, 2. — **Zulkowski**: Übungen über praktische Unterweisung in der chemischen Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsartikeln, 4; Übungen im chemisch-technischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **Harpf**: Technologie des Schwefeldioxydes, 2. — **W. Gintl jun.**: Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Praktische Übungen in der Ausführung von Heizgasuntersuchungen, 1. —

Weiss: Mathematik I, 6, Repetitorium, 2; Elemente der höheren Mathematik, 2, Repetitorium, 1; Übungen aus der Integralrechnung, 1; Analytische Mechanik, 2. — **Grünwald**: Mathematik II, 3, Repetitorium, 2; Differentialgleichungen und deren Anwendung auf Geometrie und Mechanik, 2. – **Janisch**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 8; Ausgewählte Kapitel aus der darstellenden und projektiven Geometrie, 2. — **Adler**: Darstellende Geometrie, 1; Einleitung in Hilberts Untersuchungen über die Grundlagen der Geometrie, 2. — **Stark**: Materialienlehre, 1; Enzyklopädie der Mechanik I, 2; Graphische Statik, 2, Konstruktive Übungen, 2; Mechanik II, 4, Repetitorium, 1, III, 3 — **Ruth**: Elemente der niederen Geodäsie, Übungen, 2; Niedere Geodäsie II, $4^1/_2$, Übungen, 4; Grundzüge der sphärischen Astronomie, 3, Übungen, 2; Anwendungen der Geodäsie auf Kulturtechnik, 2, Übungen, 2. —

Universität Rostock.

Matthiessen: Experimentalphysik I, 5; Populäre Astronomie und mathematische Geographie, 2; Kleines physikalisches Praktikum für Mathematiker, Mediziner, Chemiker und Pharmazeuten, 12; Grosses physikalisches Praktikum (Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten), für Geübtere (mit Wachsmuth), tägl. — **Wachsmuth**: Elektromagnetische Lichttheorie (mit Experimenten), 3; Physikalisches Kolloquium (mit Kümmell), 14tägig, 2 *g*. — **Kümmell**: Elektrochemie, 2; Atomtheorie, 1; Elektrochemische Analysen und Präparate, 3. —

Michaelis: Anorganische Chemie, 5; Chemische Übungen: Grosses Praktikum, tägl. ausser Sonnabend; Kleines Praktikum, 9; Übungen für Mediziner, 4; Übungen für Nahrungsmittelchemiker, 4. — **Stoermer**: Massanalyse, 1; Organische Chemie II: Aromatische Verbindungen II, 4; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 2; Übungen für Vorgeschrittenere (Besprechung neuerer Arbeiten), 14tägig, 2. — **Kunckell**: Repetitorium der pharmazeutischen Chemie und massanalytische Bestimmungen des Arzneibuches, 2; Einführung in die Nahrungsmittelanalyse (für Pharmazeuten), 1 *g*.; Exkursionen zur Besichtigung chemisch-technischer Betriebe. —

Staude: Analytische Mechanik, 4; Analytische Geometrie des Raumes, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. —

Universität Strassburg.

Braun: Experimentalphysik I: Mechanik, Molekularphysik, Optik, 5; Physikalische Übungen, 5 oder 10; Übersichtskursus für Mediziner, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl. ausser Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Cohn**: Elektrizitätslehre, 4; Seminaristische Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*. — **Zenneck**: Über neuere Erscheinungen aus dem Gebiete der experimentellen Physik,

14tägig, 2. — **Hergesell**: Die Lehre vom Potential in ihrer Anwendung auf Probleme der Geophysik (Gestalt der Erde etc.), 2; Meteorologische Arbeiten, tägl. *g.*; Meteorologisches Kolloquium, 14tägig, 2. —

Thiele: Allgemeine Experimentalchemie: Organischer Teil, 5; Kolloquium über organische Chemie, 1 *g*; Chemisches Praktikum im Universitätslaboratorium für Anfänger und Fortgeschrittene, tägl. ausser Sonnabend. — **Kohlschütter**: Spezielle anorganische Chemie II, 3; Theoretische Grundlagen spezieller Methoden der Analyse, 1; Praktikum für Gasanalyse, 3. — **Rose**: Chemische Technologie der Metalloide, 5; Analytische Chemie, 5. — **Erlenmeyer**: Über den Abbau und Aufbau natürlich vorkommender organischer Verbindungen, 1; Chemisches Praktikum für Anfänger und Geübtere (mit Kreutz), tägl. ausser Sonnabend. — **Köhl**: Die polyzyklischen Verbindungen des Steinkohlenteers, 2. — **Kreutz**: Praktische Anleitung zur Untersuchung von Nahrungs- und Genussmitteln, tägl. ausser Sonnabend; Chemie der menschlichen Nahrungsmittel, 1; Über Weinanalyse, 1. — **Schär**: Pharmazeutische Chemie, 5; Grundzüge der physiologischen Chemie (für Pharmazeuten), 2; Übungen und Untersuchungen im Laboratorium des pharmazeutischen Instituts, tägl. ausser Sonnabend; Pharmakognostisches Praktikum, 4; Die technisch verwendeten Milchsäfte in pharmakognostisch-chemischer Beziehung, 1 *g*. —

Roth: Differential- und Integralrechnung, 3, Übungen, *g.*; Analytische Geometrie der Ebene, 3. — **Epstein**: Invariantentheorie, 2. — **Disteli**: Analytische Geometrie des Raumes, 3; Perspektive mit Übungen, 3; Übungen des mathematischen Seminars (untere Abteilung), $1^1/_2$. — **Reye**: Einleitung in die synthetische Geometrie, 2; Technische Mechanik, 4; Übungen des mathematischen Seminars, 2 *g*. — **Weber**: Bestimmte Integrale und Einleitung in die Funktionentheorie, 4; Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik, 4; Übungen des mathematischen Oberseminars, $1^1/_2$. — **Simon**: Methodik der elementaren Arithmetik in Verbindung mit algebraischer Analysis, 2. — **Becker**: Geodäsie (niedere) mit Übungen und Demonstrationen, 4; Die Bewegung der Erdachse im Raume und im Erdkörper (Präzession, Nutation und Variation der Breite), 1; Seminaristische Übungen (Kolloquium), *g.*; Astronomische Beobachtungen an den Instrumenten der Sternwarte. — **Wislicenus**: Spektroskopie des Himmels, 1; Astronomisch-chronologische Übungen, 1; Besprechungen der neuesten litterarischen Erscheinungen auf astronomischem Gebiete, 2 *g*. — **Wirtz**: Parallaxenbestimmung der Glieder des Sonnensystems und der Fixsterne, 1; Theorie des Heliometers, 1. —

Technische Hochschule Stuttgart.

Koch: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrodynamik, Optik, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Weller): Physikalisches Praktikum I, halbtägig, ausser Sonnabend, II. tägl.; Theoretische Physik, 2. — **Englisch**: Photochemie, Theorie photographischer Prozesse, 1 bis 2; Anleitung zum Photographieren für Anfänger, 2; Selbständige wissenschaftlich-photographische Untersuchungen, für Fortgeschrittene; Photogrammetrie, 1. — **Veesenmeyer**: Die elektrischen Bahnen, 2; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2; Projektierung elektrischer Anlagen, 2. — **Dietrich**: Elektrische Beleuchtung, 2; Elektrotechnische Messkunde, 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium I, für Anfänger (mit Herrmann, Heinrich und Brühn), 4 halbe Tage (**Herrmann**: 2 Stunden vorbereitender Vortrag), II, für Vorgerücktere (mit Herrmann, Heinrich und Brühn), tägl. ausser Sonnabend; Elektrotechnisches Seminar (mit Veesenmeyer und Herrmann), 1. — **Herrmann**: Die Elektrizitätswerke einschliesslich der Leitungen, 2. — **Autenrieth**: Technische Mechanik, 6, Übungen, 6. — **v. Weyrauch**: Einleitung in die mathematische Theorie der Elastizität, 2; Aerostatik und Aerodynamik, 2; Analytische Theorie der Ingenieurkonstruktionen, 4, Übungen, 4. — **Berg**: Maschinenzeichnen, 12; Pumpen, 2 — **Ernst**: Maschinenelemente (mit Mühlberger), 3; Hebezeuge (mit Mühlberger), Konstruktionsübungen, 6. — **Thomann**: Wassermotoren, 6; Turbinen-Regulatoren, 1, Konstruktionsübungen, 2; Maschinenkonstruktionen (mit Dietrich), 8; Maschinenkunde, Übungen, 4. — **Bantlin**: Dampfkessel, 3; Maschinenkonstruktionen (mit Köstlin), 10. — **v. Bach**: Materialprüfungsanstalt (mit Baumann und Iltis), 1, Übungen, 5 Tage; Ingenieurlaboratorium (mit Roser), Übungen; Erörterungen für Maschineningenieure, 1. — **Magenau**: Verbrennungsmotoren, Übungen, 4. —

Hell: Allgemeine Experimentalchemie, 4; Übungen im Laboratorium für allgemeine Chemie (mit Kehrer, Kauffmann und Gansser), tägl. ausser Sonnabend; Organische Chemie, 2; Theoretische Chemie, 2. — **Kehrer**: Analytische Chemie, 2. — **Schmidt**: Ausgewählte Kapitel der analytischen Chemie, 2; Chemisch-technische Analyse, 1. — **Kauffmann**: Physikalische Chemie, 1; Kolloquium über organische Chemie, 2; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2. — **Seel**: Chemisch-pharmazeutisches Praktikum, 2; Ausgewählte Kapitel der pharmazeutischen Chemie, 2; Gewinnung, Untersuchung und Beurteilung der wichtigsten Nahrungs- und Genussmittel, 1 *g*. — **Rohland**: Die Chemie der Metalle, 2; Die hydraulischen Bindemittel, 1. — **Philip**: Technische und Handels-Analysen organischer Produkte, 1. — **Häussermann**: Technische Chemie, mit Exkursionen, 2; Chemische Technologie der Baumaterialien, 1; Übungen im Laboratorium für chemische Technologie (mit Schmidt), tägl. ausser Sonnabend; Elektrochemie, 1 bis 2. — **Küster**: Pharmazeutische Chemie, 2; Toxikologie, mit Demonstrationen, 1. — **Widmaier**: Allgemeine mechanische Technologie: Verarbeitung der Faserstoffe, mit Übungen 5; Werkzeugmaschinen, 3. — **Johannsen**: Die Maschinen der Appretur und Veredlung, 1 *g*. —

Hohenner: Trigonometrische Übungen, 2: Katastermessungen II, mit Übungen, 2. — **Roth**: Mathematische Geographie, mit Übungen, 2; Perspektive, 2. — **Bretschneider**: Repetitorium in niederer Mathematik, 1. — **Reuschle**: Analytische Geometrie der Ebene (mit Roth), 3, Übungen, 1; Differential- und Integralrechnung I: Elemente der Differential- und Integralrechnung (mit Roth), 4, Übungen, 2, III (mit Roth), 3, Übungen, 1; Mathematisches Seminar, 1. — **Wölffing**: Funktionentheorie II, 3; Reihen, 1 *g*. — **Mehmke**: Darstellende Geometrie (mit Roth), 4, Übungen, 6; Reine Mechanik (mit Roth), 3, Übungen, 1; Invariantentheorie nach Grassmannschen Prinzipien, 2; Mathematisches Seminar, 1. — **Hammer**: Praktische Geometrie II, 4, Übungen (mit Hohenner, Heer und Eoll), 21, in den Herbstferien geodätische Exkursion, 14tägig; Elemente der Ausgleichungsrechnung, Übungen, 2; Astronomische Zeit- und direkte geographische Ortsbestimmung, Übungen, 1. —

Universität Tübingen.

Paschen: Experimentalphysik I: Mechanik und Optik, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 4; Selbständige Untersuchungen, tägl. — **Waitz**: Theoretische Physik I: Mechanik, Wärme, 3, Übungen, 2; Populäre Astronomie, 2. — **Gans**: Theorie der Schwingungen, 1; Vektoranalysis mit Anwendungen auf die mathematische Physik, 1. —

v. Hüfner: Ausgewählte Kapitel aus der physiologischen Chemie, 2; Praktisch-chemische Übungen für Mediziner I: Qualitative Analyse, 6, II: Quantitative Analyse, 6; Physiologisch-chemische Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Wislicenus**: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Analytisch-chemisches Praktikum, ganz- oder halbtägig (mit Bülow); Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, ganz- oder halbtägig (mit Weinland); Präparative Arbeiten, ganztägig; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, ganztägig. — **Bülow**: Analytische Chemie II, 3; Technologie der künstlichen, organischen Farbstoffe, 2. — **Weinland**: Pharmazeutische Chemie II: Organischer Teil, 2; Forensische Chemie, 1. — **Wedekind**: Stereochemie oder die Lehre von der Lagerung der Atome im Raume, 1; Einführung in die Elektrochemie (mit Berücksichtigung ihrer Anwendungen), 1; Physiko-chemische Übungen (für Chemiker), 4. — **Dimroth**: Benzolderivate, 2. — **Mayer**: Pharmakognosie, 4; Pharmakognostisch-mikroskopisches Praktikum mit besonderer Berücksichtigung von Drogenpulvern, 2. —

v. Brill: Mechanik, 5; Raumkurven und Flächen, 2; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Stahl**: Niedere Analysis, 3; Funktionentheorie, 3, Übungen im mathematischen Seminar. — **Maurer**: Höhere Analysis, 3; Übungen, $1^1/_2$; Synthetische Geometrie, 2, Übungen, 1. —

Universität Wien.

v. Lang: Experimentalphysik für Philosophen und Mediziner II, 4; Mathematische Ergänzungen zur Experimentalphysik, 1 *g*. — **Boltzmann**: Akustik und Optik, 3; Elektrizitätslehre, 2; Mathematisch-physikalisches Seminar I u. II, 1; Ausgewählte Kapitel aus Naturphilosophie, 2. — **Exner**: Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6, für Chemiker und Naturhistoriker, 5; Physikalische Übungen für Vorgeschrittene, tägl.; Physik. Konversatorium, 1 *g*. — **Jäger**: Elemente der theoretischen Physik II: Wärme, 3; Prinzipien der Mechanik, 2. — **Moser**: Experimentalphysik für Hörer der Medizin und der Philosophie (insbesondere Elektrizität und Optik), 3; Einführung in die mathematische Physik, für Hörer der Medizin und der Philosophie, 2; Demonstrationen und Übungen an und mit physikalischen Apparaten als Ergänzung der Experimentalvorlesung, 6. — **Lampa**: Elementare Mechanik, 2. — **Benndorf**: Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten II: Anleitung zur Anstellung von Schulexperimenten, 8. — **v. Schweidler**: Wird später ankündigen. — **Meyer**: Telegraphie ohne Draht, 1. – **Hasenöhrl**: Wärmestrahlung, 2. — **Mache**: Thermochemie, 2. — **Haschek**: Spektralanalyse II, 2. — **Hann**: Klimatologie II: Spezieller Teil, 2. — **Pernter**: Meteorologische Instrumentenkunde und Übungen an der k. k. Centralanstalt für Meteorologie, 3. — **Kohl**: Liest nicht. —

Lieben: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. ausser Sonnabend, für Mediziner, 4; Arbeiten im II. chemischen Laboratorium, für Vorgeschrittene, tägl. — **Wegscheider**: Galvanische Elemente, Elektrolyse und Polarisation, 1; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. ausser Sonnabend; Arbeiten im I. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Lippmann**: Organische Chemie II: Chemie der Benzolderivate, 3; Chemische Übgn. für Anfänger, tägl. ausser Sonnabend; Arbeiten im chemischen Laboratorium, für Vorgeschrittene, tägl. — **Herzig**: Pharmazeutische Chemie, 5; Übungen für Pharmazeuten, tägl. ausser Sonnabend. — **Fossek**: Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, für Pharmazeuten, 1. — **Zeisel, Vortmann, Schacherl**: Lesen nicht. — **Pomeranz**: Theoretische Chemie II, 2. — **Franke**: Qualitative und quantitative Harnanalyse, 2; Analytische Chemie (qualitative Analyse), 2. — **Pollak**: Repetitorium der analytischen Chemie für Pharmazeuten, 1. — **Wenzel**: Methoden der organischen Synthese, 1. — **Garzarolli v. Thurnlackh**: Über den Nachweis anorganischer Gifte (mit Demonstrationen), 1. — **Billitzer**: Atomistik, 1; Die Hauptsachen der höheren Mathematik (für Chemiker und Physikochemiker), 2. —

v. Escherich: Bestimmte Integrale und Variationsrechnung, 5; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3 *g*.; Proseminar für Mathematik, 1; Seminar für Mathematik, 2. — **Mertens**: Elemente der Differential- und Integralrechnung (auch für Naturhistoriker, Physiker, Mediziner und Versicherungstechniker), Fortsetzung, 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2; Übungen im mathematischen Proseminar, 1. — **Wirtinger**: Funktionentheorie, 5; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Proseminar, 1 *g*; Mathematische Statistik, 3. — **Kohn**: Analytische Geometrie (Fortsetzung), 4, Übungen, 1 *g*; Differentialgeometrie I, 2. — **Tauber**: Die Differentialgleichungen der Mechanik, 3; Versicherungsmathematik (Fortsetzung), 3. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik II, 3. — **Zsigmondy**: Eulersche Integrale, 1. — **Carda**: Einführung in die Theorie der Differentialgleichgn., 2. — **Plemelj**: Zahlentheorie (Fortsetzung), 2. — **Grünwald**: Fouriersche Reihen und Integrale, 2. — **Weiss**: Praktische Astronomie, 4. — **v. Hepperger**: Geographische Ortsbestimmung, 2; Über Spektraltypen der Fixsterne und spektroskopische Doppelsterne, 2; Methode der kleinsten Quadrate, 1. — **Schram**: Kalendariographie und Umrechnung von Daten verschiedener Zeitrechnungen mit besonderer Rücksicht auf Historiker. — **Herz**: Die Störungen der Rotationsachse der Erde, 2. — **Prey**: Kartenprojektionen (Fortsetzung), 2. —

Technische Hochschule Wien.

Ditscheiner: Allgemeine und technische Physik, 5; Physik für Chemiker. — **Sahulka**: Grundlagen der Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Messkunde, 2. — **Hochenegg**: Elektrische Arbeitsübertragung, 3; Elektrotechnik, Praktische Übungen und Untersuchungen (mit Sahulka), 4. — **Grau**: Elektrisches Beleuchtungswesen, 1. — **Reithoffer**: Berechnung von Transformatoren und Drehstrommotoren, 2. — **Jüllig**: Elektrische Telegraphie und Eisenbahn-Signalwesen, 2. — **Liznar**: Erdmagnetismus, 2. — **Kobes**: Theoretische Maschinenlehre, 5; Maschinenbau II, 5, Konstruktionsübungen, 15. — **Engländer**: Maschinenbau I, 6, Konstruktionsübungen, 15. — **Horwatitsch**: Allgemeine Maschinenkunde, 3. — **Seidler**: Allgemeine Maschinenkunde, 3; Maschinenzeichnen (mit Fieber), 8. — **Meter**: Feuerungstechnik, Heizung, Lüftung und sonstige gesundheits-technische Ausbildung von Wohn-, Fabriks- und öffentlichen Gebäuden, 3. — **v. Stockert**: Eisenbahn-Maschinendienst, 3. —

Bauer: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5, Übungen, 20. — **Vortmann**: Analytische Chemie, 4, Übungen, 20. — **Bamberger**: Enzyklopädie der technischen Chemie, 3; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1; Agrikulturchemie, 2. — **v. Jüptner**: Theoretische und physikalische Chemie, 3, Übungen, 4; Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Feitler**: Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen und theoretischen Chemie, 1. — **Paweck**: Technische Elektrochemie, 2. — **Suida**: Die wichtigsten Kapitel aus der Chemie der aromatischen Verbindungen, 2; Chemische Technologie organischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Lippmann**: Chemie der Benzolderivate, 3. — **Eder**: Photochemie und angewandte Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 4. — **Kick**: Mechanische Technologie II, 5. — **Strache**: Beleuchtungswesen, 2. —

Allé: Mathematik I, 5, Korrepetitionen, 2. — **Zsigmondy**: Mathematik I, 5; Elemente der reinen Mechanik in Verbindung mit graphischer Statik, 2, Konstruktionsübungen, 2. — **Czuber**: Mathematik II, 5, Korreptitionen; Grundlehren der höheren Mathematik, 4, Korrepetitionen, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik I, 3, II, 4. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statik, 3. — **Daublebsky v. Sterneck**: Theorie der Raumkurven und Flächen, 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Konstruktives Zeichnen, 6; Stereographische Projektion und Zyklographie, 2, Konstruktionsübungen, 2; Seminar für darstellende Geometrie, 2. — **Schmid**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Konstruktionsübungen, 6; Projektive Geometrie II, 2, Konstruktionsübungen, 2. — **Finger**: Elemente der reinen Mechanik in Verbindung mit graphischer Statik, 5; Analytische Mechanik, 2. — **Hermanek**: Technische Mechanik II: Hydromechanik, 3. — **Schell**: Praktische Geometrie, $7^1/_2$; Situationszeichnen, 3 und 4; Photogrammetrie $1^1/_2$. — **Tinter**: Sphärische Astronomie, 3; Übungen im Beobachten und Rechnen, $2^1/_2$; Geodätische Rechenübungen, $2^1/_2$. —

Universität Würzburg.

Wien: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Praktische Übungen, 4 bezw. 10; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Elektrodynamik auf Grundlage der Elektronenlehre, 3. — **Seitz**: Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, 2. —

Medicus: Chemische Technologie, 4; Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 5; Praktikum für Pharmazeuten, halbtägig; Praktikum in allen Richtungen der angewandten Chemie und Nahrungsmittelanalyse, halb- und ganztägig. — **Tafel**: Organische Experimentalchemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Manchot): a) ganz- und b) halbtägig, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4; Vollpraktikum für präparative Arbeiten, tägl.; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Manchot), tägl. — **Manchot**: Massanalyse (Experimentalvorlesung unter Berücksichtigung der durch das deutsche Arzneibuch vorgeschriebenen Methoden), 1; Stereochemie, 1. — **Reitzenstein**: Chemische Tageslitteratur, 2. — **Ley**: liest nicht.

Prym: Integralrechnung, 6, Übungen, 2 *g*.; Ausgewählte Kapitel der Funktionentheorie, 2 *g*. — **Selling**: Differentialgleichungen mit mehr als einer Grundveränderlichen, 4; Sphärische Astronomie, 2. — **Cantor**: Theoretische Mechanik, 4. — **Rost**: Anwendungen der Infinitesimalanalysis auf die Theorie der ebenen Kurven, 4; Analytische und synthetische Geometrie der Kegelschnitte, 4; Theorie der Raumkurven und

der Flächen, 4; Einführung in die Theorie der elliptischen Funktionen, 2 *g.* —

Universität Zürich.

Kleiner: Experimentalphysik, 5; Theoretische Physik, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 1/2 Tag, für Vorgerücktere, tägl., für Sekundarlehramtskandidaten, 2. —

Werner: Organische Experimentalchemie, 5; Anorganische Chemie II, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Stereochemie, 1; Chemisch-analytisches Praktikum für Chemiker, tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere (präparative Arbeiten, Ausführung selbständiger Arbeiten), tägl.; Elektrochemische Übungen, 2 Nachmittage *g.*; Technisch-chemische Übungen, 1 Nachmittag *g.*; Chemisches Halbpraktikum (für Studierende der Naturwissenschaften), halbtägig. — **Abeljanz**: Quantitative chemische Analyse mit Berücksichtigung der elektrolytischen Methoden, 2; Chemie und Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel, mit Übungen, 2; Anleitung zu medizinisch-chemischen Arbeiten im Laboratorium, 1 *g.*; Chemisches Praktikum für Mediziner und Veterinäre, 3 Tage, für Studierende der Naturwissenschaften, 3 Tage, für Anfänger und Vorgerücktere (Nichtchemiker), tägl., für Lehramtskandidaten, 2 Tage; Chemische Übungen für Kandidaten des Sekundarlehramtes, 2. — **Pfeiffer**: Einleitung in die physikalische Chemie, 2; Organische Chemie III: Farbstoffe, 1; Alkaloide, 1. —

Burkhardt: Algebraische Analysis, 3; Differential- und Integralrechnung II, 2; Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Mathematisches Seminar, 2. — **Weiler**: Darstellende Geometrie mit Übungen II, 3 bis 4; Analytische Geometrie mit Übungen II, 3; Synthetische Geometrie (Fortsetzung), 2; Politische Arithmetik mit Übungen (für Lehramtskandidaten), 2. — **E. Gubler**: Inhalt und Methode des geometrischen Unterrichts in der Mittelschule, 2; Algebraische Analysis mit Übungen, 2; Politische Arithmetik mit Übungen, 2. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 9; Einleitung in die Astrophysik, 2. —

Technische Hochschule Zürich.

H. F. Weber: Physik, 4, Repetitorium, 1; Prinzipien, Apparate und Messmethoden der Elektrotechnik, 2; Theorie des Wechselstroms, 2; Elektromechanik, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12 oder 24; Elektrotechnisches Laboratorium, 8 oder 16. — **Weiss**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Thermodynamique, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4; Travaux scientifique dans les laboratoires de physique, 8, 12, 24. — **Schweitzer**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Technische Optik, 1 *g*; Ausgewählte Kapitel aus der Thermodynamik, 1 *g.* — **Tobler**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Schwachstromtechnik (Fortsetzung), 1 *g.* — **Wyssling**: Elektrische Centralanlagen I, 2. — **Stodola**: Dampfmaschinenbau II, 4, Repetitorium, 1; Maschinenkonstruieren, 12; Gasmotoren (Fortsetzung), 1; Übungen in der kalorischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums (mit Farny), 1/2 Tag. — **Farny**: Bau von Dynamomaschinen I, 2. — **Prášil**: Hydraulische Motoren und Pumpen I, 2, Repetitorium, 1; Konstruktionsübungen und Demonstrationen im Laboratorium, 3; Fabrikanlagen, 2; Übungen in der hydraulischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, 1/2 Tag. — **Escher**: Mechanische Technologie I: Metallurgie, 4, Repetitorium, 1; Mechanische Technologie III: Werkzeugmaschinen, Spinnerei, 3, Repetitorium, 1; Maschinenlehre, 4, Übungen und Repetitorium, 4. — **Fliegner**: Theoretische Maschinenlehre I: Praktische Hydraulik, Messmethoden des Maschinenwesens, 4, Übungen, 2; Theoretische Maschinenlehre III: Lokomotiven, 3, Übgn., 2. — **Herzog**: Mechanik I, 6, Repetitorium, 1, Übungen, 2. — **Meyer**: Maschinenzeichnen, 2, Übungen, 6; Skizzierübgn., 2; Maschinenbau: Transmissionen und Hebezeuge, 4, Repetitorium, 1; Maschinenkonstruieren und Demonstrationen im Laboratorium, 9. — **Schüle**: Technologie des matériaux de construction I, 3, Répétition, 1; Materialtechnisches Praktikum, 4. — **A. Weber**: Mechanik und Maschinenlehre, 4, Repetitorium, 1; Konstruktionsübungen, 4; Feuerungsanlagen, 2, Konstruktionsübungen, 2. — **Weilenmann**: Liest nicht. — **Barbieri**: Photographie II, 1; Photographisches Praktikum, 2; Photogrammetrie, 1. —

Bamberger: Organische Chemie, 6, Repetitorium, 1; Organische Chemie II: Benzolderivate, 3, Repetitorium, 1; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl.; Chemisches Praktikum (mit Treadwell), 2 bezw. 4. — **Bosshard**: Geschichte der Chemie bis zum Tode Lavoisiers, 1. — **Constam**: Physikalische Chemie II, 1; Organische Elektrochemie, 1 *g*; Thermo-chemisches Praktikum (mit Lorenz), 1/2 Tag; Physikalisch-chemisches Vollpraktikum (mit Lorenz), tägl. — **Gnehm**: Künstliche organische Farbstoffe, 3, Repetitorium, 1; Nahrungsgewerbe, 2; Beleuchtungsindustrie, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Grete**: Agrikulturchemische Untersuchungsmethoden, 2 *g.* — **Hartwich**: Pharmazeutische Chemie, 5; Ätherische Öle, 1; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 12; Technische Botanik II; Untersuchung von Nahrungsmitteln und Gewürzen, 2; Warenkunde, 2; Mikroskopische Übungen in der Nahrungsmittelkunde, 2 halbe Tage; Chemische Untersuchung von Nahrungs- und Genussmitteln, tägl.; Pharmakognostische Übungen für Vorgerücktere, tägl. — **Lorenz**: Technische Elektrochemie, 2; Elektrometallurgie, 1; Elektrochemisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 15. — **Lunge**: Anorganische chemische Technologie, 3, Repetitorium, 1; Chemische Technologie der Baumaterialien und Explosivstoffe, 2; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Schulze**: Organische Chemie, 3, Repetitorium, 1; Agrikulturchemie II: Fütterungslehre, 2; Übungen im agrikultur-chemischen Laboratorium, 4 und 8; Agrikultur-chemisches Praktikum für Vorgerücktere, 24. — **Treadwell**: Analytische Chemie II, 2; Chemisch-technische Analyse mit Übungen, 4; Probierkunde mit Übungen, 2; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Winterstein**: Physiologische Chemie, 2; Anleitung zu den Übungen im agrikultur-chemischen Laboratorium, 1. —

W. Fiedler: Darstellende Geometrie, 2, Repetitorium, 1, Übungen, 4; Zentralprojektion und Zyklographie, 2; Elemente der analytischen Geometrie der Lage, 2. — **Franel**: Calcul intégral, 4, Répétition, 1, Exercices, 2; Mathematisches Seminar (mit Rudio), 2. — **Geiser**: Algebraische Flächen, 4; Analytische Geometrie II, 2. — **Hirsch**: Integralrechnung, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Funktionentheorie, 4. — **Hurwitz**: Algebraische Gleichungen, 4; Fouriersche Reihen, 2. — **Keller**: Repetition der darstellenden Geometrie (Axonometrie, Kollinkation, Kegel-, Kugel-, Rotations- und Schraubenflächen), 2; Repetition der Differential- und Integralrechnung an Hand von Übungen, 2. — **Kraft**: Theoretische Mechanik, 4; Die mathematischen Operationen im Raume unter Stufe, 4. — **Lacombe**: Géométrie descriptive, 2, Répétition, 1, Exercices, 4. — **Rebstein**: Ausgleichungsrechnung, 2, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Katastervermessung und Güterzusammenlegung, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Versicherungsmathematik, 2. — **Rosenmund**: Vermessungskunde, 5, Repetitorium, 1, Vermessungsübungen, 1 Tag; Vermessungsarbeiten am Schluss des Sommersemesters, 2 Wochen. — **Rudio**: Anwendungen der höheren Mathematik, 4. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmung, 3, Übungen im astronomischen Beobachten, 3; Einleitung in die Astrophysik, 2. —

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 9. | 1. Mai 1904. | 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 10 am 4. Mai 1904.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

Nr. 21[1]): Leonardo Cassuto, Über die Löslichkeit von Gasen in Flüssigkeiten. I. Teil: Versuche bis zu 10 Atmosphären.

1. Absorptionsmesser. Der bei diesen Versuchen verwendete Absorptionsmesser besteht aus einer etwa 130 cm langen Röhre A von 0,9 cm Durchmesser mit genauer Millimeter-Einteilung und Kalibrierung. Diese zugespitzte und in ihrem unteren Teil gebogene Röhre (Fig. 1) steht an ihrem andern Ende mittels einer dickwandigen, zweimal rechtwinkelig geknickten Glasröhre mit einem etwa 16 cm langen, cylindrischen Glasgefäss B von etwa 25 cm³ Inhalt in Verbindung. Auch diese Röhre ist an ihrem untersten Teile zugespitzt und enthält einen Hohlcylinder aus weichem Eisen, der völlig mit Glas umhüllt ist; hierdurch wird verhindert, dass Gas und Flüssigkeit bei ihrer Einwirkung aufs Eisen die Versuchsresultate fälschen können. Dieser Teil des Apparats dient dazu, die im Absorptionsmesser enthaltene Flüssigkeit während der Versuchsdauer zu bewegen; zur Erreichung dieses Zwecks ist aussen an B, gestützt von einer kräftigen Konsole, eine Spule Kupferdraht angebracht, welche von einem durch ein Pendel periodisch unterbrochenen Strome passiert wird. Hierdurch geht das Eisenröhrchen in der Flüssigkeit auf und nieder und setzt sie in Bewegung.

Um den Absorptionsmesser A an die Pumpe anzuschliessen, befestigte ich sein Ende mit Marineleim an eine Eisenhülse M, welche dann an ein Verbindungsstück der Pumpe befestigt wird.

1) Nr. 20: diese Zeitschrift **5**, 147, 1904.

2. Füllung des Absorptionsmessers. Das in geeigneter Weise gereinigte Versuchsgas wird in die untere Dille des Absorptionsmessers eingelassen; die Füllung wird nach Cailletet ausgeführt. Zwischen die letzte Waschflasche und den Absorptionsmesser schaltete ich ein kleines offenes Manometer ein, das aus zwei durch eine starke Gummiröhre miteinander verbundenen Glasröhrchen hergestellt war. Dieses Manometer zeigt zu jeder Zeit

Fig. 1.

den Druck des Gases, welches in den Absorptionsmesser einströmt, an. Ich habe die Entwickelung des Gases auf mehrere Stunden verlängert, um sicher zu sein, dass alle Luft herausgetrieben wäre; dann rief ich durch Bewegung des einen Armes des Manometers einen Luftzug im Absorptionsmesser hervor, so dass dadurch aus *S* eine abgewogene Menge destilliertes und luftfrei gemachtes Wasser hereinkam. Ich schmolz nun die enghalsige Stelle *S* des Absorptionsmessers zu und brachte ihn in eine vertikale Lage, damit der schon vorher eingeführte Quecksilbertropfen jede Verbindung nach aussen abschnitte.

Bei den letzten Versuchen zog ich es vor, den Arm *B* mittels eines guten Geisslerschen Hahnes abzuschliessen; ich trug Sorge, dass das Quecksilber dann bis zu einer Säule von wenigstens 2 cm über dem Hahne stand.

3. Druckpumpe und Manometer. Die von mir benutzte Druckpumpe (Fig. 2) ist identisch mit der von Regnault bei seinen klassischen Versuchen über die Kompressibilität der Gase verwendeten. An das rechtsseitige Röhrensystem ist mittels der bekannten Verbindungen vom Typus Regnault das unterste Ende eines offenen Manometers angebracht, das aus vier je zwei Meter langen Glasröhren besteht, die durch besagte Zusammenschlüsse verbunden sind.

Der Manometer ist in solider Weise an eine dicke festgemauerte Tafel aus Tannenholz befestigt, die sich vertikal aus dem Erdgeschoss bis in den zweiten Stock des physikalischen Institutes der Universität Pisa erhebt. Um die Höhen des Quecksilbers in der manometrischen

Fig. 2.

Röhre abzulesen, liess ich an dieselbe tannene Tafel einen langen Balken aus englischem Fichtenholz den Glasröhren des Manometers parallel festmachen, welcher auf seiner vorderen Seite eine schwalbenschwanzartige Auskehlung trägt. In diese Auskehlung ist ein langer, dicker, mit einem vorzüglichen Kathetometer kalibrierter Kupferstreifen mit Millimetereinteilung eingelassen und befestigt.

An dem Fichtenbalken entlang geht ein Laufbrett, welches ein Mikroskop und eine Wasserwage trägt; eine Druckschraube hält es in der bestimmten Höhe. Eine andre Schraube von 1 mm Ganghöhe giebt dem Fernrohr die kleinen Verschiebungen, die nötig sind, um das Mikrometer genau auf die Höhe der obersten Erhebungen des Quecksilbermeniskus einzustellen.

Das Mikroskop befindet sich zwischen dem Manometerrohr und dem Kupferstreifen; es steht so, dass mittels einer kleinen Drehung in einer horizontalen Ebene sowohl die Einteilung der Skala, wie der Meniskus des Quecksilbers sich im Brennpunkt befinden. Man er-

reicht die verschiedenen Höhen zu den nötigen Ablesungen mit einer einfachen Handleiter.

4. Versuche. Die allgemeine Anordnung der Apparate wird durch Fig. 2 veranschaulicht.

Ist der Absorptionsmesser AR an die Druckpumpe angeschlossen, so lässt man den Rührer in kurzen Intervallen funktionieren, um dadurch die übermässige Erhitzung des Kupferdrahtes des Rührers zu vermeiden; sogleich danach lässt man das Quecksilber langsam in das Manometer O und hierauf in den Absorptionsmesser steigen. Nun schliesst man den Verbindungshahn mit der Pumpe, und während die Rührvorrichtung beständig funktioniert, folgt man aus der Entfernung mit dem Fernrohr der Bewegung des Quecksilbers im Arme A des Absorptionsmessers. Hört das Quecksilber auf zu steigen, so macht man alle nötigen Ablesungen; nachher wird der Druck gesteigert und die Versuche werden fortgesetzt.

5. Koeffizient der Löslichkeit. Es ist bekannt, dass Bunsen — auf Grund der Betrachtung, dass ein gegebenes Gas von einer Flüssigkeit, auf die es keine chemische Wirkung ausübt, in wechselnder Menge absorbiert wird, welche abhängt 1. von der Natur des Gases und der absorbierenden Flüssigkeit; 2. von der Temperatur; 3. von dem auf das Gas wirkenden Drucke — den Absorptionskoeffizienten β definierte als das Volumen des Gases, reduziert auf 0^0 und 760 mm, das von einem Kubikcentimeter Flüssigkeit unter gleichem Druck absorbiert wird. Man hat diese Definition noch nicht völlig aufgegeben, aber sicherlich ist es richtiger, das Volumen zu betrachten, welches das Gas bei der Temperatur einnimmt, bei der die Löslichkeit festgestellt worden ist. Ich habe mich deshalb der Ostwaldschen Definition bedient, nach welcher der Koeffizient der Löslichkeit, oder einfacher die Löslichkeit λ durch die Beziehung $\frac{V}{v}$ definiert wird; v ist das Flüssigkeitsvolumen, welches ein Gasvolumen V gelöst hat, bei der Temperatur und dem Drucke gemessen, unter dem die Absorption vor sich gegangen ist.

6. Resultate. In nachstehenden Tabellen sind die Ergebnisse meiner Versuche über die Löslichkeit des Wasserstoffs, des Sauerstoffs, des Stickstoffs und des Kohlenstoffoxyds im Wasser bis zu einem Druck von 10 Atmosphären niedergelegt. Die Spalten P und λ enthalten die Grössen des Quecksilberdruckes in Metern und den Löslichkeitskoeffizienten. Die Grössen von λ, bei mittlerer Temperatur berechnet, sind bei jedem Versuch bis zur fünften Dezimalstelle ausgerechnet worden, doch ist die letzte Zahl wegen der unvermeidlichen experimentellen Fehler nicht absolut sicher. In der That, wenn wir auf die Fehlerquellen, welche auf die Resultate keinen Einfluss haben, nicht erst eingehen, so bleibt doch die Volumensveränderung des Versuchsgefässes. Geeignete Versuche haben gezeigt, dass diese Veränderungen bis zu einem Maximum von $\frac{1}{1000}$ des Gesamtvolumens steigen.

Wasserstoff. Das Gas ist durch Einwirkung von verdünnter Schwefelsäure auf reines Zink zubereitet worden, und hat dann zum Zwecke seiner Reinigung eine Reihe von Waschflaschen passiert.

Serie I.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit 32,320 cm³. Mittl. Temp. 19⁰5.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,9010	0,01798	10	3,3926	0,01789
2	0,9967	0,01796	11	4,1405	0,01776
3	1,0809	0,01799	12	4,6629	0,01761
4	1,2133	0,01800	13	5,4705	0,01748
5	1,3711	0,01794	14	5,9580	0,01725
6	1,5448	0,01791	15	6,6507	0,01706
7	1,8002	0,01793	16	7,4548	0,01674
8	2,5208	0,01793	17	7,8783	0,01652
9	2,9971	0,01795	18	8,2439	0,01632

Serie II.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit 32,007 cm³. Mittlere Temperatur 23⁰.

N	P	λ	N	P	λ
1	1,1154	0,01736	8	4,6220	0,01716
2	1,3758	0,01739	9	5,1130	0,01702
3	1,7416	0,01733	10	5,9702	0,01687
4	2,1712	0,01731	11	7,1920	0,01649
5	2,8724	0,01734	12	7,4493	0,01631
6	3,4115	0,01732	13	7,8696	0,01618
7	4,0229	0,01728	14	8,1931	0,01603

Sauerstoff. Das Gas war das durch industrielle, elektrolytische Prozesse gewonnene; durch Passieren eines glühenden Platinschwammes war es gereinigt worden.

Serie I.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit 33,320 cm³. Mittlere Temperatur 23⁰.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,9595	0,02937	10	4,2504	0,02872
2	1,0941	0,02939	11	4,6301	0,02855
3	1,2883	0,02938	12	5,1360	0,02832
4	1,4976	0,02935	13	5,6973	0,02818
5	1,7638	0,02939	14	6,1857	0,02797
6	2,0838	0,02931	15	6,7343	0,02772
7	2,5011	0,02928	16	7,3051	0,02741
8	3,0402	0,02909	17	7,7138	0,02729
9	3,8675	0,02886	18	8,1406	0,02708

Serie II.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit $32,003 \text{ cm}^3$. Mittlere Temperatur $25^0 9$.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,8611	0,02848	11	3,9133	0,02798
2	0,9808	0,02849	12	4,2720	0,02785
3	1,0833	0,02846	13	4,6905	0,02776
4	1,2039	0,02842	14	5,0559	0,02762
5	1,4112	0,02845	15	5,6141	0,02749
6	1,6602	0,02847	16	6,0120	0,02734
7	2,3854	0,02831	17	6,5687	0,02719
8	2,6482	0,02826	18	7,1056	0,02687
9	2,8995	0,02816	19	7,4729	0,02676
10	3,2883	0,02803	20	8,1889	0,02645

Stickstoff. Dieses Gas ist durch die bekannte Reaktion des Kaliumnitrats auf Ammonium-Chlorid und Kalium-Bichromat erhalten und durch Passieren rotglühender Kupferspäne gereinigt worden.

Serie I.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit $33,134 \text{ cm}^3$. Mittlere Temperarur $19^0 4$.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,8910	0,01617	9	4,1382	0,01561
2	1,0453	0,01616	10	4,5958	0,01554
3	1,2488	0,01611	11	5,1103	0,01546
4	1,4764	0,01608	12	5,8349	0,01528
5	1,8111	0,01602	13	6,2767	0,01515
6	2,3961	0,01597	14	7,1059	0,01499
7	2,9074	0,01585	15	7,5815	0,01487
8	3,3411	0,01579	16	8,1074	0,01473

Serie II.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit $32,152 \text{ cm}^3$. Mittlere Temperatur $24^0 9$.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,8977	0,01498	9	4,0947	0,01440
2	1,0129	0,01493	10	4,5581	0,01434
3	1,1887	0,01491	11	5,0529	0,01426
4	1,5573	0,01487	12	5,5935	0,01413
5	1,9846	0,01482	13	6,1956	0,01408
6	2,5171	0,01478	14	7,0333	0,01382
7	2,8781	0,01463	15	7,5596	0,01377
8	3,2956	0,01455	16	4,1846	0,01369

Kohlenoxyd. Das Gas wird durch Erhitzung von Oxalsäure mit konzentrierter Schwefelsäure gewonnen. Wie bekannt, erhält man gleiche Volumina von CO und von CO_2; um letztere vollständig auszuscheiden, liess ich die Mischung eine Reihe Waschflaschen, die mit Natronlauge gefüllt waren, passieren und füllte damit auch den Gasometer.

Indem das Gas nun Blase nach Blase durch eine dicke Schicht Natronlauge hindurchging, verlor es die letzten Spuren von CO_2. Um über die Reinheit des Kohlenoxyds aber völlig sicher zu sein, liess ich es stundenlang bei der Natronlauge unter Druck im Gasometer und schüttete es unter Anwendung derselben Vorsichtsmassregeln verschiedene Male um. Zur Füllung des Absorptionsmessers that ich in die letzte Waschflasche Kalkwasser, welches stets klar blieb und damit bewies, dass das Kohlensäureanhydrid vollständig absorbiert war.

Serie I.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit $30,830 \text{ cm}^3$. Mittlere Temperatur $17^0 7$.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,9202	0,02791	9	4,6017	0,02763
2	1,1438	0,02787	10	5,1953	0,02761
3	1,4624	0,02786	11	5,8717	0,02756
4	1,7986	0,02783	12	6,5462	0,02744
5	2,3659	0,02782	13	7,0983	0,02738
6	2,8390	0,02776	14	7,6470	0,02723
7	3,2622	0,02771	15	8,0184	0,02715
8	4,0114	0,02770			

Serie II.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit $31,939 \text{ cm}^3$. Mittlere Temperatur 19^3.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,9176	0,02716	8	3,9311	0,02689
2	1,1506	0,02717	9	4,4584	0,02680
3	1,3897	0,02715	10	5,2470	0,02673
4	1,7044	0,02712	11	6,0346	0,02665
5	2,1239	0,02708	12	6,6303	0,02654
6	2,7173	0,02701	13	7,1842	0,02636
7	3,2576	0,02693	14	7,9542	0,02617

7. Schlussfolgerungen. Aus der Prüfung obiger Tabellen geht folgendes hervor.

1. Die Löslichkeits-Koeffizienten der Gase H, O, N und CO im Wasser bei Drucken von nahezu einer Atmosphäre sind annähernd konstant.

2. Bei Steigerung des Druckes nimmt die Löslichkeit ab, indem sie vom Henryschen Gesetze in analoger Weise abweicht, wie es Wroblewski für die Löslichkeit des Kohlensäureanhydrids in Wasser gefunden hat. Diese Abweichung ist um so stärker, je grösser der Druck ist, dem die Gase ausgesetzt sind.

3. Die Ergebnisse von Bohr und Boeh über die Verminderung der Löslichkeit der Gase bei zunehmender Temperatur finden ihre Bestätigung.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 12. Januar 1904.)

Bemerkung zu dem Aufsatz des Herrn A. Schmidt: „Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch Brechung.“[1])

Von H. Seeliger.

Herr A. Schmidt hat nunmehr in fünf Aufsätzen[2]) über die Verteilung der Helligkeit auf der Sonnenscheibe Aufschluss zu geben versucht. Ich habe die richtige Lösung der sich hierbei darbietenden mathematischen Aufgabe gegeben[3]), ohne auf die in ihrem Ansatze unzulängliche, in der Ausführung vollständig verfehlte Behandlung von seiten des Herrn Schmidt, des Näheren einzugehen. Auch jetzt würde ich auf die Sache nicht zurückkommen, da ich meinen Entwickelungen nichts hinzuzufügen habe, wenn nicht Herr Schmidt, nach so vielen Irrungen, auf einen Punkt gestossen wäre, der in der That einer Diskussion wert und der Aufklärung bedürftig ist. Wenn Herr Schmidt sich auf die Bemerkung beschränkt hätte, der Transport der Energie in einen Strahlenbündel in einem kontinuierlich veränderlichen Medium, sei bisher nicht oder wenigstens nicht einwandsfrei untersucht worden, so hätte er damit zwar nichts Neues gesagt, denn diese Lücke ist jedem, der sich mit ähnlichen Gegenständen auch nur oberflächlich beschäftigt hat, so auch mir seit Jahren, bekannt, aber seine Behauptung wäre richtig gewesen. Wenn er aber weiter geht und behauptet, dass durch die Krümmung des Strahles allein ein beträchtlicher Verlust an Energie entstehen müsse und wenn er diesen Verlust durch eine Formel misst, der selbst der geringste Schein von Berechtigung fehlt, so ist dies eine rein subjektive Meinungsäusserung ohne irgendwelches Gewicht. Seine Behauptung ist aber auch absolut falsch und widerspricht, wie mir vor einiger Zeit zu zeigen gelungen ist, den Gesetzen der Lichtbewegung. Ich halte es für angemessen, auf diesen allerdings wichtigen Punkt mit wenigen Worten einzugehen, indem ich die Beurteilung des Wertes aller anderen Bemerkungen des Herrn A. Schmidt den sachverständigen Lesern dieser Zeitschrift überlasse.

Die Theorie der Lichtbewegung in einem Medium von kontinuierlich veränderlicher Dichtigkeit ist bekanntlich nicht einfach und erheischt mathematische Entwickelungen in grösserem Umfang. Sie ist bisher verhältnismässig wenig ausgebildet worden, aus Gründen, die nicht allzu fern liegen. Sie hat nämlich für den Physiker eine weit geringere Wichtigkeit wie für den Astronomen und die Behandlung astrophysikalischer Probleme ist erst in allerneuester Zeit in den Vordergrund des wissenschaftlichen Interesses getreten. Zudem bietet die Entwickelung der genannten Theorie in ihrer vollständigen Allgemeinheit fast unübersteigliche Schwierigkeiten, welche in vielen Punkten eine Einsicht in die Einzelheiten der Erscheinung — wie übrigens eigentlich selbstverständlich ist — unmöglich machen. Indessen hat doch eine etwas eingehendere Betrachtung, die mir durchzuführen gelungen ist, manches allgemeine Resultat zu gewinnen erlaubt und gezeigt, dass man durch Annäherungen an die faktisch vorkommenden Verhältnisse, z. B. wie sie die Atmophären der Himmelskörper darbieten, zwar nicht absolut genaue, brauchbare Formeln für die Wellenbewegung des Lichtes erlangt, aber doch mit einer solchen Annäherung an die Wahrheit, dass man behaupten darf, damit den Anforderungen der Beobachtung so gut wie mathematisch genau entsprechen zu können. Ich werde meine nunmehr abgeschlossenen Entwickelungen demnächst ausführlich veröffentlichen und behalte mir vor, hierbei eingehend auch darauf zurückzukommen, was ich hier nur mit wenigen Worten mitteilen kann. Nur das, was die angeregte Frage direkt betrifft, soll hier erwähnt werden.

Welche Lichttheorie man zum Ausgangspunkt zu wählen hat, kann bei den Erfolgen der elektromagnetischen Theorie nicht zweifelhaft sein: zudem bietet sie die relativ einfachsten und durchsichtigsten Grundlagen dar. Nimmt man nun ein unendlich dünnes Strahlenbündel, das die von einem leuchtenden Gebilde, insbesondere von einem leuchtenden Punkt ausgehende Lichtbewegung umschliesst, so wird dieses bei dem weiteren Durchgang durch das kontinuierliche Medium bald zusammengeschnürt, bald auseinandergezogen. In einem beliebigen Punkte (x, y, z), wo die Richtungswinkel des Strahles α, β, γ sind, wird nun der Querschnitt σ des Bündels durch die Differentialgleichung

$$\frac{\partial \log \sigma}{\partial s} = \delta_1$$

bestimmt. Der Differentialquotient ist nach der Richtung des Strahles s zu nehmen und δ_1 bedeutet den Ausdruck:

$$\delta_1 = \frac{\partial \cos \alpha}{\partial x} + \frac{\partial \cos \beta}{\partial y} + \frac{\partial \cos \gamma}{\partial z}.$$

Hieraus folgt unter anderem folgendes. Nennt man Ω die Öffnung des von einem leuchtenden Punkte ausgehenden Strahlenbündels, so wird

$$\log \frac{\sigma}{\Omega} = \lim \left[2 \log r + \int_r^s \delta_1 \, ds \right],$$

wobei der Limes für $r = 0$ zu nehmen und das Integral auf den Strahlenweg auszudehnen ist. Aus dieser Formel ergiebt sich, nebenbei be-

1) Diese Zeitschrift 5, 67, 1904.
2) Desgl. 4, 282, 341, 453, 476, 1903; 5, 67, 1904.
3) Desgl. 4, 343, 1903.

merkt, ein ‚einfacher Zusammenhang mit dem Clausiusschen Satze, auf den Herr Straubel[1]) aufmerksam gemacht hat und der in einer spezielleren Gestalt in meinem Aufsatz[2]) erscheint.

Es sei nun weiter T die Schwingungsdauer einer sinusartigen Wellenbewegung, n der Brechungsquotient, der also eine stetige Funktion des Ortes sein soll, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Ferner soll gesetzt werden

$$\mu = \frac{2\pi}{cT} \cdot n .$$

Den Maxwellschen Gleichungen für die Komponenten X, Y, Z der elektrischen Kraft, die den Lichtvektor bestimmen soll, kann nun genügt werden durch den Ansatz:

$$X = A \cos \frac{2\pi t}{T} + A_1 \sin \frac{2\pi t}{T}$$

$$Y = B \cos \frac{2\pi t}{T} + B_1 \sin \frac{2\pi t}{T}$$

$$Z = C \cos \frac{2\pi t}{T} + C_1 \sin \frac{2\pi t}{T} .$$

Die A, B, C etc. sind Lösungen gewisser partieller Differentialgleichungen, die hier nicht angeführt werden sollen. Man kann nun setzen

$$A = a \cos \xi, \; B = b \cos \xi, \; C = c \cos \xi$$
$$A_1 = a_1 \sin \xi, \; B_1 = b_1 \sin \xi, \; C = c_1 \sin \xi .$$

wo $\xi = \int \mu \, ds +$ einer willkürlichen Konstanten und das Integral längs des Strahles vom leuchtenden Punkt bis zur betrachteten Stelle auszudehnen ist. Danach kann man sich auf die Betrachtung des Teiles der elektrischen Kraft beschränken, der durch a, b, c gegeben ist, weil der Ausdruck für den anderen Teil nur durch die Hinzufügung des Index 1 erhalten wird. Durch Anwendung der oben erwähnten Näherungsmethode ergeben sich für a, b, c verhältnismässig einfache Differentialgleichungen, die selbstverständlich nur von Fall zu Fall wirklich integriert werden können, aber die Lichtbewegung vollständig bestimmen und allgemeine Eigenschaften derselben zum Ausdruck bringen. Hier interessieren uns nur die beiden folgenden Sätze, welche sich beweisen lassen und die aufgeworfene Frage zur Entscheidung bringen. 1. Ist die ausgehende Lichtbewegung eine transversale, so behält sie diese Eigenschaft auch während des weiteren Verlaufes bei. 2. Bei transversalen Schwingungen ist längs des ganzen Strahles:

$$Q = (a^2 + b^2 + c^2)\, n \sigma = \text{konstant.} \qquad (1)$$

Nach der Maxwellschen Theorie ist mit der oben als zulässig betrachteten Einschränkung:

$$(a^2 + b^2 + c^2) \cdot n$$

bis auf einen konstanten Zahlenfaktor die Energie der elektrischen Kraft in der Volumeneinheit. Multipliziert man dieselbe mit $\frac{\sigma}{n}$, so erhält man die Lichtmenge, welche durch den Querschnitt σ des Bündels in der Zeiteinheit hindurchgeht, also das obige Q, welches eine Konstante für das ganze Strahlenbündel ist.

Hierdurch erscheinen die von mir angewandten Prinzipien, die übrigens auch sonst stets angenommen worden sind, als eine notwendige Folge der Lichttheorie und die Einwände des Herrn A. Schmidt erwiesen sich als nichtig und irrelevant.

Noch mag bemerkt werden, warum man bisher ohne strikten Beweis die Formel (1), oder etwas adäquates, einfach angenommen hat. Eine nähere Betrachtung der Fresnelschen Intensitätsformeln zeigt nämlich, dass die Schwächung des Lichtes beim Übergang von einem Medium in ein anderes mit unendlich wenig verschiedenem Brechungsquotienten, unendlich klein von höherem Range ist. Freilich gilt die Fresnelsche Formel nur für ebene Wellen und im vorliegenden Falle bleibt eine ursprünglich ebene Welle nicht eben beim weiteren Fortgang. Auch darf der Fortgang einer Lichtbewegung in einem kontinuierlichen Medium nicht ohne weiteres als das Resultat fortwährender Brechungen nach den gewöhnlichen Brechungsgesetzen angesehen werden, wenigstens weiss man nicht a priori, ob und inwieweit diese Auffassung erlaubt ist.

Aus diesem Grunde konnte man mit Recht in der Anwendung von (1) nur den Ausspruch einer mehr oder weniger wahrscheinlichen Vermutung sehen und es lag in diesem Teil der Optik allerdings eine Lücke vor, deren Ausfüllung nicht unwichtig war und die durch meine Untersuchungen im wesentlichen ausgefüllt sein dürfte. — Durch das eben Mitgeteilte scheint die aufgeworfene Frage definitiv erledigt. Ich wage freilich nach den gemachten Erfahrungen kaum zu hoffen, dass sich Herr A. Schmidt derselben Meinung anschliessen wird.

München, 20. Febr. 1904.

(Eingegangen 21. Februar 1904.)

Über eine verbesserte Form des Zinkkugelphotometers zur Bestimmung der ultravioletten Sonnenstrahlung.

Von J. Elster und H. Geitel.

Vor längerer Zeit haben wir ein Photometer zur Vergleichung der Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlen konstruiert.[1]) Es beruht auf

1) Diese Zeitschr. **4**, 114, 1902.

2) Desgl. **4**, 343, 1903.

1) J. Elster u. H. Geitel, Wiener Berichte **101**, Abteil. IIa, S. 703, 1892. Vergleiche namentlich S. 751 u. folg. Auch Wied. Ann. **48**, 353, 1893.

der Entladung negativ elektrisierter Körper durch Licht, dem Hallwachseffekte, der, wie wir gefunden hatten[1]), für Sonnenlicht an Flächen von amalgamiertem Zink mit grosser Deutlichkeit wahrnehmbar und leicht messbar ist. Der Apparat in der Form, wie wir ihn beschrieben haben, war improvisiert; an einem Eisenstativ waren mittels Klammern und Muffen ein Exnersches Elektroskop, ein innen geschwärztes, durch eine Kappe verschliessbares Metallrohr, das den lichtempfindlichen Körper, eine isolierte Kugel aus amalgamiertem Zink, umgab und ein Ebonitkondensator in Form einer Franklinschen Tafel befestigt. Die Zinkkugel stand mit dem Elektroskop und der einen Kondensatorbelegung durch Drähte in leitender Verbindung, alle übrigen Bestandteile des Apparates waren zur Erde abgeleitet. Indem man dem isolierten Systeme ein gewisses negatives Potential mitteilte und dann dem Sonnenlichte eine gemessene Zeit hindurch Zutritt zu der Zinkkugel gab, konnte aus dem am Elektroskop beobachteten Spannungsabfalle ein Mass für die Intensität des entladend wirkenden Lichtes abgeleitet werden.

Da es uns schwer erreichbar schien, der Zinkkugel durch Abreiben der Oberfläche immer wieder denselben Grad von Lichtempfindlichkeit zu geben, so hatten wir zur Kontrolle den Apparat in zwei Exemplaren hergestellt, die wir zu Parallelmessungen verwandten und aus deren nahe bei einander liegenden Angaben wir die Mittel bildeten.

Dass diese Vorsichtsmassregel nicht unbedingt erforderlich ist, geht wohl aus den günstigen Erfahrungen hervor, die die Herren Exner[2]), Mache[3]), Gockel[4]) u. a. mit dem Apparate gemacht haben.

Da demnach das Prinzip des Instrumentes sich bewährt hat, so schien es uns lohnend, gewisse Unvollkommenheiten, die der ursprünglichen Form anhafteten, zu beseitigen. Wir haben daher die Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig, aus deren Werkstatt schon einige Exemplare des Apparates in wesentlich der alten Anordnung hervorgegangen waren, zu einer Neukonstruktion unter Berücksichtigung der folgenden Verbesserungsvorschläge aufgefordert.

Zunächst bezeichneten wir es als erforderlich, alle isolierenden Teile, soweit die Stabilität dadurch nicht beeinträchtigt wird, aus Bernstein zu verfertigen und das Elektroskop mit Spiegelskala[5]) zu versehen. Da ferner die Isolation der Franklinschen Tafel leicht versagt, so wird man ohne Frage dem von Gockel[1]) am Instrumente angebrachten, aus zwei konzentrischen, durch Bernstein getrennten Metallcylindern bestehenden Luftkondensator bevorzugen. Ferner erschien uns die Vermeidung jeglicher äusseren Drahtverbindungen erforderlich, da diese bei der alten Form ihre Lage gegen die festen Teile des Apparates nicht beibehielten und dadurch Kapazitätsänderungen des geladenen Systemes verursachten. Schliesslich empfahlen wir, an dem Instrumente einen Gradbogen anzubringen, der die Sonnenhöhe bis auf etwa $^1/_2$ Grad genau zu bestimmen gestattet.

Den von uns gestellten Anforderungen ist die genannte Firma bei dem Umbau des Instrumentes, in, wie wir glauben, durchaus zweckentsprechender Weise gerecht geworden. Fig. 1 und 2 stellen dasselbe in seiner neuen Form, in Vorder- und Seitenansicht, dar.

E ist das Exnersche Elektroskop mit Spiegelskala S, R das um eine horizontale durch den Halter H der Zinkkugel hindurchgeführte Achse ss drehbare Metallrohr, das die Zinkkugel umschliesst. Es ruht auf dem U-förmigen Halter T und trägt am oberen Ende die abnehmbare Verschlusskappe K. Durch die Kontakte kk stellt ss die Verbindung der Zinkkugel einerseits zum Elektroskop, andererseits zu dem Gockelschen Kondensator C her; diese Verbindung bleibt bestehen, wenn das Rohr R in vertikaler Ebene bewegt wird. Die Grundplatte G ist um den Zapfen V in horizontaler Ebene drehbar und mittels der im Dreifuss D angebrachten Stellschrauben genau horizontal einstellbar; diese Einstellung wird kontrolliert mittels der Libelle L. Ist das Rohr R mit Hilfe des Diopters $\delta\delta'$ so gerichtet, dass die Sonnenstrahlen axial einfallen, so giebt der Index I an dem Gradbogen die Sonnenhöhe auf etwa $^1/_2$ Grad genau. Die Klemme e dient zur Erdung des Elektroskopgehäuses, des Rohres R und des äusseren Cylinders des Luftkondensators. F ist eine Milchglasplatte, durch welche die Ablesung der Divergenz der Elektroskopblättchen erleichtert wird.

Das Instrument wird in folgender Weise gehandhabt:

Nachdem die Grundplatte horizontal gestellt ist, wird der am Grunde von R angebrachte Bajonettverschluss gelöst und R von dem unteren Rohrende A abgehoben. Der Eisenstift, der die Zinkkugel Z trägt, ist in eine konische Bohrung des Halters H eingesetzt; B und b sind Bernsteinisolationen. Man kann daher die Kugel mitsamt dem Stifte herausnehmen und sie einen Augenblick in reines

1) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. **38**, S. 497, 1889.
2) F. Exner, Wiener Ber. **108**, Abt. IIa, S. 371, 1899.
3) H. Mache, Ibid. **109**, Abt. IIa, S. 656, 1900.
4) A. Gockel, Luftelektrische Untersuchungen. Collectanea Friburgensia. Neue Folge IV, Freiburg (Schweiz). 1902.
5) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschrift **4**, S. 137, 1902.

1) A. Gockel, l. c.

Fig. 1.

Fig. 2.

trocknes Quecksilber eintauchen. Nachdem dies geschehen, wird sie mit trocknem Seidenpapier fest abgerieben und ihr Stiel wieder in die konische Bohrung von H eingesteckt. Die Amalgamation muss man das erste Mal sowie nach jeder längeren Pause in der Benutzung des Apparats unter Zusatz von etwas verdünnter Schwefelsäure bewirken, jeden Rest von Säure durch sorgfältiges Spülen entfernen und die getrocknete Kugel kräftig mit Seidenpapier abreiben; später genügt es alsdann, zu verfahren wie oben beschrieben. Man bringt nun auch R wieder an seine Stelle und stellt dies Rohr so ein, dass die Sonnenstrahlen durch die Öffnung des Diopters δ auf die Mitte des bei δ' angebrachten Scheibchens fallen. Dann ist die Rohrachse den Sonnenstrahlen parallel gerichtet.

Nunmehr erteilt man durch Berührung mit dem negativen Pole einer Trockensäule dem Elektroskop und damit auch der Zinkkugel und der inneren Belegung des Kondensators ein Potential von V_0 Volt und lässt sodann durch Öffnen der Verschlusskappe K das Licht eine gemessene Zeit von Sekunden auf die lichtempfindliche Kugel entladend wirken. Hierdurch sinkt das Anfangspotential V_0 auf den Wert V. Um den Betrag der gewöhnlichen, nicht photoelektrischen Zerstreuung im Instrumente festzustellen, bringt man nunmehr das Elektroskop durch erneute Berührung mit dem negativen Pole der Trockensäule auf das Potential V_0' und bestimmt den Abfall desselben in genau der gleichen Zeit wie im ersten Teil der Messung, jedoch ohne dem Lichte Zutritt zu gewähren. Sinkt hierdurch V_0' auf V', so ist die Intensität des einfallenden Lichtes (vgl. S. 754 der an erster Stelle citierten Abhandlung) gegeben durch:

$$J = \frac{c}{bt}\left(log\frac{V_0}{V} - log\frac{V_0'}{V'}\right)$$

Hier bedeutet C die Kapazität des geladenen Systemes und b eine von den Dimensionen und der Oberflächenbeschaffenheit der lichtempfindlichen Fläche abhängige Grösse, die für ein und denselben Apparat eine Konstante ist.

Setzt man der Bequemlichkeit wegen $\frac{c}{b} = 100$, so giebt die Formel:

$$J = \frac{100}{t}\left\{log\frac{V_0}{V} - log\frac{V_0'}{V'}\right\}$$

den Wert für die Intensität des auf die Zinkkugel photoelektrisch wirksamen Anteils der

Sonnenstrahlung, bezogen auf eine willkürliche Einheit. Da das Mass relativ ist, so kann man die natürlichen Logarithmen durch Briggesche ersetzen.

Handelt es sich, wie z. B. bei niedrigem Sonnenstande, um die Bestimmung so geringer Lichtintensitäten, dass die Beobachtungszeit sehr gross werden würde, so thut man besser, den Kondensator abzuschalten. Da er auf einem Schlitten verschiebbar ist, so kann dies mit leichter Mühe geschehen. Natürlich geht hierdurch die Kapazität C des geladenen Systemes auf den kleineren Wert C_1 zurück. Sind C und C_1 bekannt, so bietet die Reduktion der Angaben des Photometers, je nachdem es mit oder ohne angeschalteten Kondensator verwandt wird, keine Schwierigkeit. Im anderen Falle kann der betreffende Reduktionsfaktor leicht durch eine Anzahl einschliessender Messungen gefunden werden, die man zu einer Tageszeit vornimmt, in der sich die Sonnenhöhe und dadurch auch J nur wenig ändert.

(Eingegangen am 28. Februar 1904.)

Über den Einfluss der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit des Natriums.

Von Arciero Bernini.

1. Aus einer genauen Prüfung der bisher gemachten Arbeiten über die elektrische Leitfähigkeit der reinen Metalle und über die Veränderung derselben mit der Temperatur ergiebt sich die Unzulänglichkeit der Untersuchungen über die Gruppe der Alkali- und Erdalkalimetalle. Selbst Matthiessen[1]), der sich von allen Physikern am meisten mit diesem Gegenstand beschäftigt hat, musste die nicht vollkommene Zuverlässigkeit seiner Resultate zugeben, sowohl hinsichtlich des Leitvermögens, welches er an Drähten studierte, die er durch Kompression unter Petroleum erhalten hatte, als auch hinsichtlich der Veränderlichkeit der Leitfähigkeit mit der Temperatur, welche er nur für Natrium und für Kalium feststellte, nachdem er dieselben in einer Wasserstoffatmosphäre in Glasröhren geschmolzen hatte. Er hält die erhaltenen Werte für das Leitvermögen für etwas zu klein, weil das Metall, bevor es untersucht wurde, unter dem Petroleum durch Berührung mit anderen Dingen beeinflusst wurde, und auch weil die guten Kontakte zwischen dem Metall und den als Halter und Stromzuführungen dienenden Stücken fehlten. Was die Änderung der Leitfähigkeit mit der Temperatur angeht, so sagt er, dass sich infolge der Kontraktion, welche sowohl Natrium als auch Kalium bei der Abkühlung erlitten, im Rohre Hohlräume bildeten, welche den Querschnitt der Metallsäule verkleinerten und sich zuweilen, besonders beim Natrium, über den ganzen Querschnitt ausdehnten, so dass sie die Bahn des elektrischen Stromes unterbrachen.

Man sieht also, wie zweifelhaft die von Matthiessen angegebenen Zahlen noch bleiben, sowohl für den spezifischen Widerstand als auch für den Temperaturkoeffizienten, um so mehr, wenn man beachtet, dass das Natrium und das Kalium, mit denen er seine Versuche anstellte, damals im Handel erhältliche Materialien waren, und somit von ziemlich zweifelhafter Reinheit.

Mein Zweck ist nun, einen Beitrag zu liefern zu einer genaueren und exakteren Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit der beiden Alkalimetalle und ihrer Temperaturkoeffizienten, indem ich die Fehlerquellen der früheren Untersuchungen zu vermeiden suche. Ich habe meine Untersuchungen zunächst am Natrium begonnen, welches mir von der Firma E. Merck in Darmstadt rein geliefert wurde.

2. Zur Messung der Widerstände bediente ich mich der Methode von W. Thomson, die zu ähnlichem Zweck zuerst von De la Rive[1]) angewandt worden ist, und deren Vorzüge gegenüber der Wheatstoneschen Methode — besonders, wenn es sich, wie im vorliegenden Falle, um sehr kleine Widerstände handelt — bekannt sind. Als Rheokord benutzte ich einen Konstantandraht; den Widerstand desselben nahm ich als gleichmässig an und mass seinen Wert für jedes mm nach der schon von Righi[2]) angewandten und beschriebenen Methode.

Da ich nicht bezweckte, meine Untersuchungen bis zu sehr hohen Temperaturen auszudehnen, und da die Schmelztemperatur der zu untersuchenden Metalle 100^0 nicht überstieg, so konnte ich mit grossem Vorteil als Erwärmungsapparat eine doppelwandiges Vaselinölbad anwenden. Dasselbe bestand aus zwei Bechergläsern, durch welche ich in jedem Augenblick das Metall und die Temperatur beobachten konnte, wie sie von einem gleichfalls in das Bad eingetauchten Thermometer angegeben wurde.

3. Da ich die Metalle auch oberhalb ihrer Schmelztemperatur untersuchen wollte, so musste ich sie notwendigerweise der Untersuchung in Glasröhren unterwerfen. Bei der grossen Oxydationsfähigkeit dieser Metalle war es indessen nicht leicht, dieselben so zu konstruieren, dass sie allen Bedingungen genügten, welche mein Zweck erforderte. Dies gelang mir erst nach mehrfachen Versuchen und mit grosser Schwierigkeit nach folgender Methode:

Ich nahm ein Glasrohr von etwa 2 cm

1) Pogg. Ann. **100**, 1857; Ann. de Ch. et de Ph. **54**, 1858; Phil. Magaz. (4), **13**.

1) Compt. Rendus **57**, 698, 1863.
2) Journ. de Phys. 1884; Rend. Acc. Lincei, 1884; Nuovo Cimento, 1885.

Durchmesser und zog dasselbe zu einem Ende von etwa 3 oder 4 Zehntel mm Durchmesser aus, wobei ich zwei Erweiterungen bestehen liess an zwei etwa ein Dezimeter voneinander entfernten Stellen, woselbst ich zwei kurze Platindrähte einschmolz, welche ihrerseits für die Versuche an die Zuleitungsdrähte angelötet wurden. Das eine Ende der Röhre bog ich darauf rechtwinklig um, das andere bog ich in U-Form und verband es mit einem Rohre von ziemlich grossem Durchmesser, in der Weise, wie es aus der Figur ersichtlich ist.

Das Rohr wurde dann sorgfältig mit Salpetersäure, mit Pottasche und Alkohol, und mit destilliertem Wasser gewaschen, darauf im trockenen Luftstrom getrocknet und dann zur bequemeren Handhabung auf einem hölzernen Brettchen S montiert, auf dem auch das Thermometer befestigt wurde.

Um es mit dem Metall zu füllen, welches ich untersuchen wollte, verfuhr ich folgendermassen:

Ich führte das Rohr in das Bad ein und erhitzte es bis zu einer Temperatur oberhalb des Schmelzpunktes des Metalles; dabei liess ich vom Ende v aus durch das Rohr einen Strom von Wasserstoff gehen, das mit Schwefelsäure getrocknet war und aus einem Gasometer kam. Darauf befreite ich ein Stück Metall, soweit es mir möglich war, vom Oxyd und führte es durch A in das Rohr ein, worauf ich dasselbe sofort durch Aufsetzen des Gummistopfens wieder verschloss. Das Metall sank nun nach E hinab und schmolz alsbald. Durch geeignetes Neigen des Rohres erreichte ich nun, dass der grösste Teil der oxydierten Oberfläche an der Wand haften blieb, während der reine und glänzende Teil in das Kapillarrohr eintrat. Darauf liess ich durch gelindes Saugen am Ende u und den entsprechenden bei v vom Wasserstoff ausgeübten Druck das Metall bis über das zwischen den beiden Platinelektroden eingeschlossene Rohrstück aufsteigen.

Längs dieses Stückes zeigten sich, je nachdem ich abkühlte, Hohlräume von verschiedenen Dimensionen, von denen einige sich auf etwa ein Zehntel des Röhrenquerschnitts erstreckten, und die ich beim Natrium niemals ganz beseitigen konnte. Es gelang mir jedoch, sie sowohl sehr selten als auch für das unbewaffnete Auge unsichtbar zu machen durch schnelle Abkühlung nach Erhitzung bis über den Schmelzpunkt, wie das auch **Matthiessen** gemacht hat; dabei komprimierte ich gleichzeitig die Metallmasse von der einen Seite durch den Druck des Wasserstoffs, von der anderen durch eine Pumpe.

Nach mehrmaliger Wiederholung dieser Operation waren die Hohlräume für das unbewaffnete Auge selbst bei 0^0 nicht mehr sichtbar; trotzdem kann ihr Einfluss bei ganz tiefen Temperaturen nicht vernachlässigt werden. Er nimmt sicherlich mit wachsender Temperatur ab; eine Gesetzmässigkeit dafür konnte ich jedoch aus meinen Beobachtungen nicht herleiten.

4. Aus der Art und Weise, wie meine Röhren konstruiert waren, ersieht man, dass ihr Durchmesser, man kann sagen in jedem einzelnen Querschnitt, ein verschiedener war. Für die Bestimmung des spezifischen Widerstandes bringt das aber keine Folgen mit sich. da ich in den gleichen Röhren zuerst den Widerstand des Quecksilbers mass und dann dessen Wert bei denjenigen Temperaturen berechnete, bei denen ich den Widerstand des Metalles feststellte.

Statt jedoch als Temperaturkoeffizienten des Quecksilbers einen der von anderen Forschern gegebenen Werte anzunehmen oder das Mittel aus diesen, habe ich es für zweckmässig erachtet, über das Quecksilber unter denselben Bedingungen Versuche anzustellen, unter denen die mit demselben zu vergleichenden Metalle untersucht wurden. Ich habe deshalb auch mit dem Quecksilber Versuche gemacht und dabei für den Temperaturkoeffizienten die in der folgenden Tabelle I unter β aufgeführten Werte erhalten.

Tabelle I.

t	β
0^0—50^0	0,000927
50^0—100^0	0,000995
100^0—150^0	0,001000

Dieser Werte bediente ich mich bei meinen Rechnungen.

Ich bemerke, dass ich bei diesen Versuchen sowie bei denen mit Natrium die Differenzen in der Temperatur des Rheostaten wie in der Temperatur der Umgebung ausser acht gelassen habe, da dieselben niemals mehr als 9^0 betrugen. Die grösste Korrektion, die ich hier-

fur hätte anbringen müssen, war nämlich zu vernachlässigen, da bekanntlich der Temperaturkoeffizient des Konstantans sehr klein ist, nämlich 0,0000255.

5. Es waren zwei Röhren vorhanden, mit denen ich einige Versuchsreihen mit Natrium unternahm. Die erste hatte mit Quecksilber gefüllt bei 0⁰ einen Widerstand von 1,170901 Ohm. Die zweite war in dem zwischen den Platinelektroden eingeschlossenen Stück etwas länger und von etwas grösserem Durchmesser als die erste; sie hatte (mit Quecksilber gefüllt bei 0⁰) einen Widerstand von 1,218928 Ohm. In dieser letzeren Röhre waren die Hohlräume, die sich nach der Füllung mit Natrium und langsamer Abkühlung zeigten, etwas grösser als in der ersten. Das hängt von dem grösseren Durchmesser ab, da infolge desselben die Adhäsion zwischen Metall und Glas geringer ist. Doch wurden durch das Verfahren zur Beseitigung der Hohlräume dieselben auch hier mit einer Vergrösserungslinse kaum bemerkbar. An einer einzigen Stelle in der Erweiterung nahe der Einschmelzstelle für die Stromzuführungen blieb ein für das unbewaffnete Auge sichtbarer Hohlraum, dessen Einfluss aber sehr gering war wegen des verhältnismässig grossen Querschnitts, den im Vergleich dazu die Metallsäule hatte.

Ich konnte experimentell feststellen, wie allmählich, aber nur bis zu einer gewissen Grenze, bei der Wiederholung der oben beschriebenen Operation die Leitfähigkeit zunimmt. Um den Einfluss derselben deutlicher zu machen, führe ich in den folgenden Tabellen (II und III) die Resultate zweier Versuchsreihen an, die mit der zweiten Röhre, und zwar die eine vor, die andere nach der oben genannten Operation, ausgeführt wurden. Die Werte in Ohm für den Widerstand r sind stets korrigiert für den Fehler, der von der Ausdehnung des Gefässes infolge der Temperaturerhöhung herrührt; dabei habe ich als linearen Ausdehnungskoeffizienten den von Regnault angegebenen Mittelwert zwischen 0⁰ und 350⁰ angenommen, nämlich 0,00001044.

Tabelle II.

t	r
0	0,095208
17	0,099621
25,3	0,100325
40	0,105003
67,9	0,109552
84	0,113960
97,1	Schmelzpunkt
100,1	0,152253
119,2	0,164928
125	0,169837

Um ein besseres Bild vom Verlauf der Erscheinung zu geben und die Übereinstimmung

Tabelle III.

t	r
0	0,0618893
17,2	0,0651137
44	0,0729850
62	0,0760780
74,5	0,0809491
90	0,0865792
97,7	Schmelzpunkt
109	0,125987
117,2	0,132874
132	0,135584

zwischen den Resultaten zu zeigen, die ich erhielt, gleichviel, ob ich bei steigender oder bei abnehmender Temperatur untersuchte, bringe ich in den folgenden Tabellen (IV und V) zwei weitere Versuchsreihen, die mit der Röhre (1) angestellt wurden. Hier sind unter ϱ die Werte des spezifischen Widerstandes bei den verschiedenen Temperaturen angeführt.

Tabelle IV.

t	r	ϱ
0	0,059562	0,050868
15	0,0633850	0,053388
27	0,0667651	0,055627
69,1	0,0767283	0,061304
84	0,0804340	0,063394
95,7	0,0832943	0,064969
96,65	0,0839192	0,065418
97,3	0,0841274	0,065505
97,7	Schmelzpunkt	
98,5	0,1141004	0,088002
111	0,1201119	0,093045
125	0,1261905	0,095037

Tabelle V.

t	r	ϱ
131⁰	0,1244789	0,093216
100	0,1164304	0,090395
97,5	Erstarrungspunkt	
97	0,0845104	0,065744
79	0,0787257	0,062256
62	0,0755648	0,060774
49,7	0,0717164	0,058105
14,2	0,0634043	0,053446
0	0,0597298	0,051011

Beobachtet man die Resultate der vorletzten Tabelle (IV) für die Temperaturen in der Nähe der Schmelztemperatur τ, so sieht man, dass auch in der Nachbarschaft dieser Temperatur die Änderung der Leitfähigkeit denselben Verlauf nimmt, wie für Temperaturen, die von τ weiter entfernt sind.

Würde man mit den aus jeder meiner Versuchsreihen erhaltenen Werten die Erscheinung graphisch darstellen und dabei als Abszissen die Temperaturen und als Ordinaten die Widerstände nehmen, so würde sich zeigen, dass innerhalb des von mir untersuchten Bereiches die Widerstandskurven sowohl vor als nach der Schmelztemperatur Gerade sind, und zwar mit grösserer Neigung gegen die Abszissenachse

für die ersteren als für die letzteren, und untereinander verbunden durch eine normale Strecke längs der Temperatur τ, bei welcher eine äusserst schnelle Widerstandsänderung eintritt.

Ich stelle die Gesamtheit meiner Ergebnisse in der folgenden Tabelle (VI) auf. Hier verzeichne ich unter t die Temperaturen, unter ϱ, c und β bezw. die spezifischen Widerstände, die Leitfähigkeiten und die Temperaturkoeffizienten, wie ich solche als Mittel aus den befriedigend übereinstimmenden Mitteln für jede Röhre erhalten habe, und endlich unter $\frac{r_{l\tau}}{r_{s\tau}}$ das Verhältnis der Widerstände bei der Änderung des Aggregatzustandes.

Tabelle VI.

t	ϱ	t	c	t	β	$r_{l\tau}/r_{s\tau}$
0	0,050407	0	19,84	0—97,3	0,004386	1,337
120	0,093062	120	10,74	97,5—120	0,003328	

6. Da Matthiessen seine Resultate in der Weise dargestellt hat, dass er als 100 die Leitfähigkeit des Silbers bei 0^0 nahm, so muss ich sie, um sie mit meinen Ergebnissen zu vergleichen, auf Quecksilber beziehen, dessen Widerstand bei 0^0 als 1 genommen. Da nun 56,252 die Leitfähigkeit des Silbers ist, bezogen auf die des Quecksilbers bei 0^0 als Einheit, so ist es klar, dass wenn X die Leitfähigkeit des Natriums ist, bezogen auf die des Silbers als 100, sie, auf die des Silbers als 56,252 bezogen, betragen wird: $\frac{56{,}252}{100} X$.

Auf diese Weise habe ich aus den von Matthiessen gegebenen Formeln seine Resultate berechnet, die ich in der folgenden Tabelle (VII) aufführe, und die sich in Übereinstimmung befinden mit denjenigen, die sich auch in den Tabellen von Landolt und Börnstein finden.

Tabelle VII.

t	ϱ	t	c	t	β	$r_{l\tau}/r_{s\tau}$
0	0,054644	0	18,34	0—95,4	0,003601	1,356
120	0,120438	120	8,303	96,1—120	0,003088	

Wie man sieht, weichen meine Werte hiervon wenig ab; sie müssen aber als zuverlässiger gelten wegen der grösseren Werte für die Leitfähigkeit, sowohl zwischen 0^0 und der Schmelztemperatur τ als auch für höhere Temperaturen, sofern diese Unterschiede zeigen, dass bei mir Fehlerquellen vermieden worden sind, wie die wenig genaue Methode zur Bestimmung, die Hohlräume, welche ich zum guten Teil habe beseitigen können, und endlich die geringe Reinheit des Metalls.

Schon der letzte Punkt allein erklärt uns die Verschiedenheit der Temperatur, bei welcher die plötzliche Widerstandsänderung eintrat, welche von der Änderung des Aggregatzustandes herrührt. Weiss man doch, dass im allgemeinen die reinen Metalle einen höheren Schmelzpunkt haben, als wenn sie Verunreinigungen enthalten. Die Schmelztemperaturen des Natriums, wie sie von den verschiedenen Forschern angegeben sind, sind in der folgenden Tabelle VIII in Centigraden aufgestellt:

Tabelle VIII.

Gay Lussac und Thenard (1811) . . .	90
Bunsen (1863)	95,6
Vicentini und Omodei (1888)	97,6

Der aus meinen Beobachtungen sich ergebende Wert ist 97,633, also nahezu zusammenfallend mit dem neuesten und daher zuverlässigsten Wert, wie ihn Vicentini und Omodei angegeben haben.

Höchstwahrscheinlich könnte man mit Vorteil dieses System anwenden zu einer Schmelzpunktsbestimmung verschiedener Metalle auf indirektem Wege.

Ich stelle, da es von Nutzen sein kann, eine Tabelle auf für die Werte des Widerstandes von Natrium zwischen 0^0 und 130^0, von 10 zu 10 Graden und zugleich für die Werte des Widerstandes von Quecksilber, für beide Metalle als Einheit ihren Widerstand bei 0^0 genommen. Aus den Werten dieser Tabelle sowie aus den Kurven, die sich damit konstruieren lassen, kann man leicht den Wert des spezifischen Widerstandes berechnen für irgendeine Temperatur zwischen den Grenzen, innerhalb derer sich meine Untersuchungen erstreckten:

Tabelle IX.

	Na	Hg
0	1,00000	1,00000
10	1,04276	1,00927
20	1,08552	1,01854
30	1,12728	1,02781
40	1,17104	1,03708
50	1,21380	1,04635
60	1,25656	1,05630
70	1,29932	1,06615
80	1,34208	1,07620
90	1,38484	1,08615
τ_s	1,41477	
τ_l	1,89378	
100	1,90886	1,09610
110	1,96217	1,10761
120	2,03183	1,118022
130	2,07855	1,129983

7. Wie man sieht, gelangt man zunächst zu folgenden Schlüssen:

1. Das Natrium zählt zu den besten Leitern der Elektrizität.
2. Seine Leitfähigkeit nimmt mit wachsender Temperatur ab, und zwar kann man sagen, innerhalb des von mir untersuchten Bereichs mit dieser proportional.

3. Der Temperaturkoeffizient ist, wie der Verlauf der Kurven zeigen würde, grösser für den flüssigen Aggregatzustand als für den festen.

   Die in den Tabellen VI und VII gegebenen Werte für die Temperaturkoeffizienten, drücken jedoch die Unterschiede im umgekehrten Sinne aus, weil jenseits der Temperatur τ bei der Bestimmung der Widerstände auf den Widerstand r_l^{τ} Bezug genommen ist, statt auf den Widerstand bei 0^0.

4. Die Änderung des Widerstandes bei der Änderung des Aggregatzustandes (97^0, 633 tritt mit einem plötzlichen Sprunge ein, und zwar im Verhältnis 1 : 1,337.

Ich werde in kurzer Zeit die Ergebnisse der gegenwärtig im Gange befindlichen Untersuchungen über das Kalium anführen.

Physikalisches Institut der Universität Bologna, 3. Juli 1903.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. Februar 1904.)

Zur Theorie des Braunschen Senders.

Von L. Mandelstam.

Die Theorie des Braunschen Senders, d. i. die Theorie von zwei gekoppelten elektrischen Systemen, ist wiederholt in Angriff genommen worden.

Herr Prof. Braun[1]) hat theoretisch den Fall der sogen. direkten Schaltung untersucht, wobei die Voraussetzung gemacht wurde, dass auf dem Sendedraht sich eine Welle von der Periode des geschlossenen Kreises ausbildet. Das trifft zu in dem speziellen Fall einer sehr losen Koppelung. Seibt[2]) untersuchte die direkte Schaltung ohne Rücksicht auf die Dämpfung. Die beiden genannten Arbeiten berücksichtigen den Umstand, dass das sekundäre System ein offenes ist. Die Untersuchung von Wien[3]) bezieht sich auf die induktive Erregung. Wien rechnet mit zwei geschlossenen Kreisen oder also mit einem System von zwei Freiheitsgraden. Sowohl Seibt wie Wien finden einen Unterschied zwischen der direkten und induktiven Koppelung. Nimmt man aber bei der direkten Schaltung das sekundäre System als geschlossen an, so kommt man auf dieselben Gleichungen wie bei induktiver, falls man nur das gemeinsame Stück der beiden Kreise als widerstandslos annimmt, was praktisch immer erlaubt ist.

1) F. Braun, Ann. d. Phys. **8**, 208 ff., 1902.
2) G. Seibt, E. T. Z. **23**, 315 ff., 1902.
3) M. Wien, Ann. d. Phys. **8**, 1902.

Dr. Zenneck[1]) hat darauf hingewiesen, dass kein prinzipieller Unterschied zwischen den beiden Schaltungsarten besteht. In den nachstehenden Zeilen findet sich diese Behauptung für eine beliebige Koppelung bestätigt. Zweck der folgenden Zeilen ist die Ableitung der Gleichungen für einen beliebig gekoppelten Sender, wobei die Dämpfung als klein angenommen werden soll; wir nehmen also an, dass sämtliche Widerstände einen Faktor k enthalten, der klein gegen 1 ist und dessen höhere Potenzen vernachlässigt werden können.

Wir untersuchen eine nicht lose Koppelung.[2])

Es gelten dann folgende Sätze: Die Schwingungsdauer und die Amplituden hängen nicht von der ersten Potenz von k ab; können also berechnet werden, indem man $k=0$ setzt.[3]) Zunächst sei die in der Fig. 1 skizzierte Anordnung untersucht.

Fig. 1.

Es bedeuten c resp. p die untereinander gleichen Kapazitäten resp. Selbstinduktionsspulen, ι_z — Strom in der z — ten Spule.

Wir stellen für jeden der m-Kreise bekannte Gleichungen auf und erhalten:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{2\iota_1}{c}+p\frac{\partial^2\iota_1}{\partial t^2}-\frac{\iota_2}{c}=0\\
&-\frac{\iota_1}{c}+\frac{2\iota_2}{c}+p\frac{\partial^2\iota_2}{\partial t^2}-\frac{\iota_3}{c}=0\\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\\
&-\frac{\iota_{z-1}}{c}+\frac{2\iota_z}{c}+p\frac{\partial^2\iota_z}{\partial t^2}-\frac{\iota_{z+1}}{c}=0\\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\\
&-\frac{\iota_{m-1}}{c}+\frac{\iota_m}{c}+p\frac{\partial^2\iota_m}{\partial t^2}=0.
\end{aligned}\right\}\quad (\mathrm{I})$$

Es sei

$$\iota_z = P\sin z\beta\cos nt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Der Wert von ι_z aus (1) genügt sämtlichen Gleichungen I bis zur letzten[4]), falls β die Gleichung (2) befriedigt.

$$\cos\beta = 1 - \frac{pcn^2}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Um auch der letzten Gleichung I Genüge zu leisten, muss noch die Beziehung (3) bestehen:

$$\beta = \frac{2s+1}{2m+1}\pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$(s = 1, 2, 3 \ldots\ldots)$$

1) J. Zenneck, diese Zeitschr. **4**, 656 ff., 1903.
2) Über die lose Koppelung, vergl. J. Zenneck, l. c.
3) H. v. Helmholtz, Vorlesungen über theoretische Physik **3**, 41 ff.
4) Vgl. Lord Rayleigh, Theory of Sound **1**, 173.

Aus (2) und (3) erhalten wir für n den Wert:

$$n = \frac{2}{\sqrt{pc}} \sin \frac{2s+1}{2(2m+1)} \pi \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Durchläuft s alle natürlichen Zahlen von o bis $m-1$, so bekommen wir m Schwingungen, welche den m Freiheitsgraden entsprechen; für $s=m$ sind sämtliche $i=0$; dies giebt also keine neue Schwingungszahl; für $s>m$ wiederholen sich die Werte von n.

Führen wir statt c und p die gesamte Kapazität C resp. Selbstinduktion P des Systems, definiert durch $C=cm$ $P=pm$, ein, so lässt sich n schreiben:

$$n = \frac{2m}{\sqrt{PC}} \sin \frac{2s+1}{2(2m+1)} \pi \quad . \quad . \quad (4a)$$

1. Es sei die ganze Kapazität C und die ganze Selbstinduktion zu einem einzigen Kreis verbunden; wir haben dann in (4a) $m=1$ zu setzen und erhalten $n = \frac{1}{\sqrt{PC}}$.

2. Die Selbstinduktion und Kapazität seien kontinuierlich und gleichmässig z. B. über einen Draht verteilt oder $m=\infty$.

Aus (4a) folgt dann $n = \frac{\pi}{2\sqrt{PC}}$.

Bei einem beliebigen m ergiebt sich die Grundschwingung aus (4a) zu

$$n = \frac{\pi}{2\sqrt{PC}} \left(\frac{4m}{\pi} \sin \frac{\pi}{4m+2} \right).$$

Der eingeklammerte Bruch ist schon für $m=10$ nur um wenige Prozente von 1 verschieden; d. h. eine Anordnung, welche aus 10 geschlossenen Kreisen besteht, ersetzt in Bezug auf die Grundschwingung ein offenes System von derselben Selbstinduktion und Kapazität.

Nach (1) und (3) ist

$$\iota_z = \sin z \frac{(2s+1)\pi}{2m+1} \cos nt;$$

die Stromstärken nehmen also nach dem Sinusgesetz vom Punkte o (Erdungspunkt) ab. Für $m=\infty$ ist also $\iota_x = \sin \frac{x(2s+1)}{2l} \pi \cos nt$; x die Entfernung vom Erdungspunkt, l die Länge des Drahtes. Die Spannung V_z an einem Kondensator z ist gleich

$$V_z = \frac{\iota}{cn} = \frac{\iota_z - \iota_{z+1}}{cn} = 2 \frac{\sin \beta/2 \cos(z+1/2)\beta}{cn};$$

für die Grundschwingung ist demnach am freien Ende ($z=1$) Spannungsmaximum.

Aus dem oben Abgeleiteten folgt, dass eine in Fig. 1 skizzierte Schaltung von m geschlossenen Kreisen bei genügend grossem m sowohl in Bezug auf die Schwingungsdauer, wie auf die Verteilung des Stromes und Spannung nahezu einem Sendedraht gleichkommt.

Nimmt man aber statt des offenen Systems ein einziges geschlossenes von derselben gesamten Kapazität und Selbstinduktion, so berechnet sich die Schwingungszahl desselben um ca. 50 Proz. kleiner wie diejenige des offenen.

Wir gehen nunmehr zur Betrachtung von zwei gekoppelten Systemen über, von denen das primäre geschlossen, das sekundäre offen ist (Fig. 2).

Fig. 2.

Es bedeuten: c, p Kapazität resp. Selbstinduktionskoeffizient von jedem geschlossenen Kreise 1, 2, 3 . . . .

L_1, C_1 Selbstinduktion resp. Kapazität vom primären Kreise.

L_2 Selbstinduktionskoeffizient der sekundären Spule.

M wechselseitiger Induktionskoeffizient.

$(m+1)p$, $(m+1)c$ Selbstinduktion resp. Kapazität des rechten Ansatzes.

$(s+1)p$, $(s+1)c$ Selbstinduktion resp. Kapazität des linken Ansatzes.

Für die rechten Kreise vom 1-ten bis $(m-1)$-ten, desgleichen für die $(s-1)$ linken erhalten wir die Gleichungen I. Dieselben sind befriedigend, wenn

rechts $\iota_z = P_m \sin z\beta \cos nt$ $\Big\}$ $\cos\beta = 1 - \frac{1}{2} n^2 pc$
links $\iota_z = P_s \sin z\beta \cos nt$ $\Big\}$ P_m, P_s beliebig.

Für die Kreise I, II, m, s erhalten wir folgende Gleichungen

$$\left.\begin{array}{l} L_1 \frac{\partial^2 J_1}{\partial t^2} + M \frac{\partial^2 J_2}{\partial t^2} + \frac{J_1}{C_1} = 0 \\ L_2 \frac{\partial^2 J_2}{\partial t^2} + M \frac{\partial^2 J_1}{\partial t^2} + \frac{2J_2}{c} - \frac{\iota_s}{c} - \frac{\iota_m}{c} = 0 \\ p \frac{\partial^2 \iota_m}{\partial t^2} + \frac{2\iota_m}{c} - \frac{\iota_{m-1}}{c} - \frac{J_2}{c} = 0 \\ p \frac{\partial^2 \iota_s}{\partial t^2} + \frac{2\iota_s}{c} - \frac{\iota_{s-1}}{c} - \frac{J_2}{c} = 0 \end{array}\right\} \text{(II)}$$

Wir wollen diese Gleichungen unter der Voraussetzung lösen, dass m und s gross gegen 1 sind.

Dann folgt zunächst aus (2) $\beta = n\sqrt{pc}$.

Wir setzen weiter $J_1 = A \cos nt$, $J_2 = B \cos nt$.
Aus (1) $\iota_m = P_m \sin m\beta \cos nt$; $\iota_s = P_s \sin s\beta \cos nt$.

Die Gleichungen II genügen zur Bestimmung von n und A, B, P_m und P_s. Unter der Voraussetzung m, s sehr gross, ergeben die zwei letzten Gleichungen II

$$P_m = \frac{B}{\sin m\beta}; \quad P_s = \frac{B}{\sin s\beta}$$

und weiter

$$\frac{J_2}{c} = \frac{i_m}{c} = \frac{i_m - i_{m-1}}{c} = \frac{B}{\sin m\beta}\cos m\beta \cdot \frac{\beta}{c}\cos nt =$$
$$\sqrt{\frac{p}{c}}\, n B \cot g\, m\beta \cos nt$$
$$\frac{J_2}{c} = \frac{i_s}{c} = \frac{i_s - i_{s-1}}{c} = \frac{B}{\sin s\beta}\cos s\beta\, \frac{\beta}{c}\cos nt =$$
$$\sqrt{\frac{p}{c}}\, n B \cot g\, s\beta \cos nt.$$

Setzen wir diese Werte in die beiden ersten Gleichungen II, so erhalten wir

$$\left.\begin{aligned} A\left(\frac{1}{C_1} - L_1 n^2\right) - Mn^2 B = 0 \\ AMn^2 + (L_2 n^2 - f) B = 0 \end{aligned}\right\} \quad \text{(III)}$$

wo

$$f = n\sqrt{\frac{p}{c}}\,(ctg\, n\sqrt{pc}\, m + ctg\, n\sqrt{pc}\, s).$$

Lassen wir m und s ins ∞ wachsen und bezeichnen mit L und E die Selbstinduktion resp. Kapazität pro Längeneinheit; mit l, l_1 die Längen des rechten resp. linken Ansatzes, so ist

$$f = n\sqrt{\frac{L}{E}}\,(cotg\, n\sqrt{LE}\, l_1 + cotg\, n\sqrt{LE}\, l).$$

Für n erhalten wir aus II und III folgende transzendente Gleichung

$$n^3(M^2 - L_1 L_2) + L_1 n f - \frac{f}{n C_1} + \frac{L_2 n}{C_1} = 0 \quad (5)$$

Es sei

$$M^2 = L_1 L_2 .$$

Die Gleichung (5) nimmt dann folgende Gestalt an:

$$- L_1 n + \frac{1}{n C_1} = \frac{L_2 n}{C_1 f}$$

oder schliesslich, wenn man für f seinen Wert einsetzt:

$$\frac{1}{L_1 n} - C_1 n = \frac{L_2}{L_1}\sqrt{\frac{E}{L}}\,\frac{\sin n\sqrt{LE}\, l \cdot \sin n\sqrt{LE}\, l_1}{\sin n\sqrt{LE}(l + l_1)} \quad \text{(5a)}$$

Wir bezeichnen mit $F(n)$ und $F_1(n)$ die linke resp. die rechte Seite der Gleichung 5a.

$$F(0) = +\infty;\; F\left(\frac{1}{\sqrt{C_1 L_1}}\right) = 0 \quad F(+\infty) = -\infty.$$

Der Verlauf von $F(n)$ ist für positive n durchweg monoton

$$F_1(0) = 0 \quad F_1\left(\frac{\pi}{\sqrt{LE(l + l_1)}}\right) = +\infty,$$

bei weiterem Wachsen von n wird $F_1 = -\infty$ und wächst monoton bis

$$F_1\left(\frac{\pi}{\sqrt{LEl}}\right) = 0 \quad (l > l_1).$$

Es sei vorausgesetzt, dass

$$\frac{1}{\sqrt{C_1 L_1}} < \frac{\pi}{\sqrt{LEl}} .$$

Diese Bedingung bedeutet z. B. bei symmetrischer Erregung, dass der Eigenschwingung des primären Kreises eine Schwingungszahl entspricht, die kleiner ist als die doppelte Schwingungszahl des Systems Sender-Symmetriedraht. Ist die obige Bedingung erfüllt, so lassen sich aus der Gleichung 5a folgende qualitative Schlüsse ziehen:

1. Im Intervall

$$\frac{\pi}{\sqrt{LEl}} > n > 0$$

finden sich zwei reelle Wurzeln der Gleichung 5a, welche den beiden Hauptschwingungen entsprechen.

2. Eine von den Hauptschwingungen ist tiefer, die andere höher, als die tiefste resp. die höhere der Eigenschwingungen der beiden Systeme.

3. Wird die Funktion $F_1(n)$ durch eine andere $F_2(n)$ ersetzt, welche die Eigenschaft hat:

$$[F_2(n)] \gtreqless [F_1(n)]$$

für jeden Wert von n, im übrigen aber denselben monotonen Verlauf hat, so wird auch die Differenz der Schwingungszahlen der beiden Hauptschwingungen grösser resp. kleiner.

Aus der letzten Bemerkung geht hervor:

Man kann zum selben qualitativen Resultat kommen, welches man durch Veränderung der Koppelung erhält auch dadurch, dass man ceteris paribus den Sendedraht in verschiedenen Stellen erregt und zwar entspricht der festesten Koppelung der Fall der symmetrischen Erregung, denn die Funktion $F_1(n)$ für jedes n hat für $l = l_1$ den grössten Wert, nämlich:

$$F_1(n) = \frac{1}{2}\frac{L_2}{L_1}\sqrt{\frac{E}{L}}\, tg\, n\sqrt{LE}\, l,$$

wobei $l + l_1$ konstant gehalten wird.

Für diesen speziellen Fall lautet die Gleichung 5a

$$\frac{1}{L_1 n} - C_1 n = \frac{1}{2}\frac{L_2}{L_1}\sqrt{\frac{E}{L}}\, tg\, n\sqrt{LE}\, l.$$

Ist der Sendedraht geerdet, so bekommt man aus den Gleichungen II zur Bestimmung von n

$$\frac{1}{L_1 n} - C_1 n = \frac{L_2}{L_1}\sqrt{\frac{E}{L}}\, tg n\sqrt{LE}\, l.$$ [1]

Die Erdung ist also beim Braunschen Sender, dem Anlegen eines Symmetriedrahtes nicht gleichwertig, entspricht vielmehr einer festeren Koppelung.

Die Verteilung des Stromes längs beiden Drähten erhält man aus (1)

$$i_x = \frac{B \sin n\sqrt{LE}\, x}{\sin n\sqrt{LE}\, l_1}\cos nt$$

links

1) Vgl. G. Seibt, l. c.

$$i_x = \frac{B \sin n\sqrt{LE}x}{\sin n\sqrt{LE}l} \cos nt.$$

rechts

wobei die Entfernung beide Male vom freien Ende gezählt wird.

Direkte Schaltung.

Stellt man für die direkte Schaltung die Differentialgleichungen auf, so ist folgendes klar. (In Fig. 3 ist der allgemeine Fall schematisch dargestellt.) Die Gleichungen, welche sich auf

Fig. 3.

die Ansätze beziehen, bleiben dieselben. Die Gleichungen II behalten ihre Form, wenn man unter L_1 die Selbstinduktion $\alpha\beta\gamma$ versteht, L_2 die Selbstinduktion $\delta\beta\varepsilon$ und M die Selbstinduktion des gemeinschaftlichen Stückes von L_1 und L_2. Damit ist die direkte Schaltung auf die induktive zurückgeführt. Dies gilt streng nur dann, wenn man von den Widerständen absieht, was zur Berechnung von Schwingungszahlen und Amplituden in erster Annäherung nach dem oben Gesagten erlaubt ist.

Die direkte Schaltung ist insofern als spezieller Fall der induktiven aufzufassen, als bei der ersten $M < L_1$ ist.

Die direkte Schaltung besitzt den Vorteil, dass, um denselben Koppelungsgrad zu erreichen, man weniger Windungen in den Luftdraht einschalten muss, als es bei der induktiven Erregung geschieht, da ja bei der letzteren der Bedingung $L_1 L_2 = M^2$ praktisch streng nicht Genüge geleistet werden kann.

Es sei noch folgendes bemerkt:

Bei der Ableitung der Gleichungen II wurde vorausgesetzt, dass der Strom in L_1 und L_2 quasi stationär ist. Bedenkt man nun, dass die Spulen kleine Kapazität besitzen und, dass die Spule L_2 bei den praktisch in Betracht kommenden Fällen in der Nähe des Strombauches sich befindet, so scheint diese Voraussetzung recht plausibel.

Die Gleichung 5a hat unendlich viele reelle Wurzeln, welche den Oberschwingungen entsprechen. Praktisch kommen in Betracht nur die beiden tiefsten, welche wir Hauptschwingungen nannten.

Sind die Schwingungszahlen aus der Gleichung 5a ermittelt, so lassen sich aus III die Verhältnisse der Amplituden berechnen und dann auch die zugehörigen Werte von

$$z\,(i = e^{zt} \sin \ldots)$$

in erster Näherung nach der Formel, welche für den allgemeinen Fall lautet

$$z = -\frac{1}{2}\,\frac{w_{11} A_1^2 + 2 w_{12} A_1 B_1 + \ldots}{p_{11} A_1^2 + 2 p_{12} A_1 B_1 + \ldots}\ ^{1)}$$

Gehen wir zum praktischen Fall eines geerdeten Sendedrahtes über und bezeichnen mit

w_1 den Widerstand des primären Kreises,
w_2 den Widerstand des Drahtes pro Längeneinheit

und vernachlässigen den Widerstand von $\varepsilon\beta\delta$ (Fig. 3) und von der Spule L_2, so gelangen wir zur Formel:

$$z = -\frac{w_1 A^2 + \frac{w_2}{l}\left(\int_0^l \sin\sqrt{LE}\,nx\,dx\right)^2 \cdot B^2}{\frac{1}{2}\left[L_1 A^2 + 2MAB + L_2 B^2 + \frac{L}{l}\left(\int_0^l \sin\sqrt{LE}\cdot n\cdot x\,dx\right)^2 \cdot B^2\right]}$$

wobei unter w_2 der „wirksame Widerstand" zu verstehen ist.[2] Die Werte für $\frac{A}{B}$ sind aus III zu entnehmen.

---

1) Routh, Dynamik **2**, 242.
2) M. Wien, l. c. 698

Strassburg, 4. Februar 1904, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 5. Februar 1904.)

Die elektrische Strömung in Flammen zwischen nahen Elektroden.

Von F. L. Tufts und J. Stark.

§ 1. Beobachtungen mit reinen Platinelektroden. In den nachstehenden Versuchen wurden zwei Elektrodenformen verwendet, erstens zwei parallele dünne Platinbleche, zweitens zwei 0,4 mm dicke, 4 cm lange Platindrähte, die mit ihren Enden einander so gegenüber gestellt waren, dass der eine in der Verlängerung des anderen lag. Als Flamme wurde für die Drahtelektroden in einer Reihe von Versuchen der gewöhnliche Rundbrenner verwendet. Die meisten Beobachtungen wurden dagegen an einer Flachflamme angestellt, diese brannte aus einem 0,7 mm weiten, 4 cm langen Schnitt. Sie wurde für die Plattenelektroden ausschliesslich angewendet; deren Fläche war grösser als die Breitseite der Flamme; diese wurde also in ihrer ganzen Ausdehnung zwischen die parallelen Elektroden gefasst. Auch für die Beobachtungen mit den Drahtelektroden diente zumeist die Flachflamme; hierbei wurden die Drähte in die Flamme parallel zum Schnitt gebracht, so dass sie auf einer Länge von einigen Centimetern auf die gleiche hohe Temperatur der Weissglut kamen. Dank dieser hohen Temperatur und

der Konstanz derselben in der Flachflamme erwies sich diese als geeigneter denn die Rundflamme. Zur Speisung der Flamme wurde Luft verwendet, die durch einen Zerstäuber ging; so konnte entweder reines Wasser oder auch Salz in die Flamme geleitet werden. Der kleinste Abstand der Elektroden, speziell der Drahtelektroden, wurde mit einem Komparator bestimmt.

In Fig. 1 sind typische Kurven dargestellt für die Beziehung zwischen Elektrodenspannung und Stromstärke in Flammen zwischen nahen Elektroden; die Stromstärke ist von Kurve zu Kurve in willkürlichem Mass gegeben. Fig. 2 giebt V,i-Kurven für reine Drahtelektroden und zwar für die reine und für die salzhaltige Bunsenflamme. Fig. 3 giebt V,i-Kurven für die reine Bunsenflamme für den Fall, dass die Drahtelektroden im heissesten Teil der flachen Bunsenflamme sich befanden, und für den Fall, dass sie in der oberen weniger heissen Partie der Flamme sich befanden bei einem Abstand von 0,25 mm. Die mitgeteilten Kurven sind nur Proben aus einer grossen Anzahl von Messungen. Aus diesen haben sich folgende Resultate ergeben.

Erstens. Bei einem Elektrodenabstand grösser als etwa 2 mm zeigen die V,i-Kurven für die reine oder salzhaltige Bunsenflamme und reine Platinelektroden den bekannten nahezu geradlinigen Verlauf bis zu 250 Volt Elektrodenspannung. Mit wachsender Elektrodenspannung nimmt die Stromstärke erst schnell, dann langsamer zu, und für grössere Werte derselben ist $di/dV = const.$, es ist die Stromstärke eine lineare Funktion der Elektrodenspannung (Fig. 1, Kurve I).

Zweitens. Für kleinere Elektrodenabstände zeigen die V,i-Kurven auch noch den gleichen

Fig. 2.

Charakter, wenn gut leitender Salzdampf (KCl) in der Bunsenflamme vorhanden ist (Fig. 2, Kurve I) oder wenn die Elektroden eine niedrigere Temperatur als diejenige der Weissglut besitzen (Fig. 3, Kurve I).

Drittens. Für Elektrodenabstände kleiner als 1 mm und für die reine Bunsenflamme zeigen bei hoher Temperatur der reinen Platinelektroden die V,i-Kurven nicht mehr in ihrer ganzen Ausdehnung den nahezu geradlinigen Verlauf. Für kleinere Werte der Elektrodenspannung ist dies zwar noch der Fall, nach der anfänglichen Krümmung wächst die Stromstärke erst linear mit V, der Differentialquotient di/dV ist konstant; dann aber wächst sie schneller und mit ihr di/dV; die Kurve besitzt einen Wendepunkt (Fig. 1, Kurve II und III; Fig. 2, Kurve II; Fig. 3, Kurve II).

§ 2. Sättigungsstrom und Ionisierung durch Stoss in Flammen. Wie der eine

Fig. 1.

Stromstärke in 10^{-9} Amp. (Kurve I) / in $2 \cdot 10^{-8}$ Amp. (Kurve II)

I. Niedr. Temp. I.

II. Höh. Temp. II.

Elektrodenspannung in Volt.

Fig. 3.

von uns dargelegt hat[1]), ist in den bis jetzt bekannt gewordenen Versuchen über die elektrische Strömung in Flammen zwischen entfernten Elektroden noch kein totaler Sättigungsstrom beobachtet worden, sondern nur partielle Sättigung. Er schlug daher vor, nach einem totalen Sättigungsstrom bei einem kleinen Elektrodenabstand zu suchen, bei welchem die kathodische Ladungsschicht bis zur Anode reicht. Wie die vorstehenden Messungen ergeben haben, ist es auch bei kleinem Elektrodenabstand nicht möglich, innerhalb einer Flamme totale Sättigung herzustellen. Um dies zu bewirken, müsste nämlich ein grosser Spannungsabfall im Gase hergestellt werden; ehe aber ein genügend grosser Wert desselben und damit totale Sättigung erreicht ist, tritt eine neue Erscheinung ein, die Schaffung neuer Ionen durch die elektrische Strömung selbst und hindert die Gewinnung totaler Sättigung. Als ein Hauptresultat der vorliegenden und der früheren Untersuchung dürfen wir darum den Satz hinstellen: Es ist bei grossen und kleinen Elektrodenabständen unmöglich, innerhalb der reinen oder salzhaltigen Bunsenflamme den Zustand totaler Sättigung der elektrischen Strömung herzustellen.

Nach der Theorie der Ionisierung durch Ionenstoss[2]), die der eine von uns vertritt, und nach den von ihm erhaltenen Resultaten der Beobachtung kann ein positives oder negatives Ion nur dann durch seinen Stoss ionisierend wirken, wenn seine kinetische Energie oberhalb eines bestimmten Schwellenwertes liegt oder wenn das Ion ein Minimum von Spannungsdifferenz, seine „Ionisierungsspannung" frei durchlaufen hat. Für die negativen Elektronionen hat sich als ungefährer Wert der Ionisierungsspannung für Stickstoff 30 Volt ergeben; die Ionisierungsspannung der positiven Ionen ergab sich nicht kleiner als der normale Kathodenfall des Glimmstromes und dieser beträgt für sauerstoffhaltige Gase an Platin nicht unter 300 Volt. In den vorstehenden Versuchen wurde eine Elektrodenspannung von 250 Volt nicht überschritten. Wenn also das Auftreten des Wendepunktes in den V,i-Kurven für kleine Elektrodenabstände auf einer Ionisierung durch den Stoss von Ionen beruht, so können dies nicht positive Ionen, sondern nur negative Elektronionen gewesen sein. Dass in den heissen Teilen der Flamme die negativen Ionen in der That überwiegend negative Elektronen sind, ist von H. A. Wilson, Stark und Lenard wahrscheinlich gemacht worden.

Bei konstantem Spannungsabfall durchlaufen die Ionen um so grössere Spannungsdifferenzen frei, gewinnen also eine um so grössere kinetische Energie, je grösser ihre freie Weglänge ist. Diese wird für grosse Geschwindigkeiten der Ionen in der Nähe der Ionisierungsspannung unabhängig von der mittleren Temperatur und nur durch die Gasdichte bedingt (Ann. d. Phys. 8, 829, 1902). Nun beträgt der Schmelzpunkt des Platins ungefähr 1800°, die absolute Temperatur der Flamme in der Nähe weissglühenden Platins also ungefähr 2000°. Die Gasdichte bei dieser Temperatur und 745 mm Druck ist die gleiche wie bei Zimmertemperatur (300°) und 110 mm Druck.

Wir wollen berechnen, wie gross ungefähr für diesen Druck das Spannungsgefälle in der positiven Lichtsäule des Glimmstromes sein müsste; in dieser hat ja Ionisierung durch den Stoss negativer Elektronionen statt. In Wasserstoff ist bei 8 mm Druck dieses Gefälle 117, in Stickstoff 157 Volt/cm; unter Voraussetzung angenäherter Proportionalität zwischen Druck und Spannungsgefälle berechnen sich für 110 mm Druck als Werte des Gefälles 1620 bezw. 2160 Volt/cm. Bei 0,5 mm Elektrodenabstand und 100 Volt Elektrodenspannung und räumlicher Konstanz des Gefälles beträgt dessen Wert 2000 Volt/cm. Nun liegt in Flammen fast der ganze Spannungsabfall in einer dünnen Gasschicht an der Kathodenoberfläche. Bei grösserer Elektrodenspannung vermag darum unmittelbar an der Kathodenoberfläche das Spannungsgefälle einen so grossen Wert zu erreichen, wie er bei gleicher Gasdichte in der positiven Lichtsäule, also bei Ionisierung durch Ionenstoss vorhanden ist.

Nach dem Vorstehenden müssen wir erwarten, dass an der Oberfläche einer weissglühenden Kathode in der hochtemperierten Bunsenflamme Ionisierung durch den Stoss negativer Elektronionen erfolgt. Es sind zwei extreme Fälle zu unterscheiden für die Art, in welcher jene Erscheinung in der Erfahrung sich kund thut.

1) J. Stark, diese Zeitschr. 5, 83, 1904.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. 7, 417, 1902; diese Zeitschrift 5, 51, 1904; Ber. d. d. Physik. Ges. 6, 104, 1904.

Erstens sei der Fall betrachtet, dass der Elektrodenabstand so klein sei, dass die kathodische Ladungsschicht (Elektrizität in Gasen, S. 283) bis zur Anode reicht, dass also eine Strecke der Strombahn mit räumlich konstantem Spannungsgefälle nicht vorhanden sei. Durch die elektrische Konzentrationsänderung wird in der kathodischen Ladungsschicht ein grosser Spannungsabfall bedingt; die kathodische Ladungsschicht ist bei konstanter Elektrodenspannung um so länger, je kleiner die Ionisation des Gases ist. Unter den gemachten Voraussetzungen wird die Stromstärke mit steigender Elektrodenspannung erst schnell, dann immer langsamer wachsen, die Vi-Kurve wird mehr und mehr nach der Richtung der V-Achse sich biegen, sowie aber der Spannungsabfall in der kathodischen Ladungsschicht gross geworden ist und auf die freie Weglänge einiger negativer Ionen deren Ionisierungsspannung zu liegen kommt, wird mehr und mehr die Abnahme der Ionenzahl durch die Konzentrationsänderung kompensiert, di/dV wird konstant und bei weiter wachsender Elektrodenspannung beginnt es sogar ebenfalls zu wachsen, da immer mehr negative Ionen zur Ionisierung durch Stoss kommen; di/dV strebt dann nach Überschreitung des Wendepunktes der V,i-Kurve dem konstanten Werte in der positiven Lichtsäule zu. Der Wendepunkt und das Anwachsen von di/dV kann deswegen zustande kommen, weil die Schicht, in welcher Ionisierung durch Stoss statthat, von der Ordnung des Elektrodenabstandes ist. Hiermit ist die Erklärung des Wendepunktes der Kurven II und III in Fig. 1 und der Kurven II in Fig. 2 und 3 gegeben.

Zweitens kann die Dicke der kathodischen Ladungsschicht klein sein im Verhältnis zu dem übrigen Elektrodenabstand, so bei grossem Elektrodenabstand, in der reinen Bunsenflamme oder bei kleinem Abstand in einer salzhaltigen Flamme mit grosser Ionisation. In diesem Falle stellt sich in der kathodischen Ladungsschicht bei hoher Temperatur genau wieder, wie oben dargelegt wurde, Ionisierung durch den Stoss negativer Elektronionen ein, der Spannungsabfall in ihr kann nur bis zu demjenigen der positiven Lichtsäule wachsen. Und wenn dieser Wert bei wachsender Ionisierung erreicht ist, wächst die Länge der kathodischen Ladungsschicht und auch ihr Widerstand nicht mehr, sondern bleibt für einen beträchtlichen Bereich der Elektrodenspannung konstant. Und da die Krümmung der V,i-Kurve durch das allmähliche Anwachsen des kathodischen Widerstandes bedingt wird, so muss auch di/dV konstant bleiben, die V,i-Kurve muss geradlinig verlaufen, sowie die Ionisierung durch Ionenstoss an der Kathode beträchtlich geworden ist. Der Wendepunkt kann deswegen bei grossem Abstand nicht so deutlich sichtbar werden, weil die Veränderung des kathodischen Widerstandes im Verhältnis zu dem Gesamtwiderstand kleiner ist als bei kleinem Elektrodenabstand.

Warum bei niedrigerer Temperatur der Kathode die Ionisierung und mit ihr der Wendepunkt in der V,i-Kurve schwieriger in Erscheinung tritt als bei höherer, dürfte seinen Grund darin haben, dass entsprechend der grösseren Gasdichte und der kleineren Weglänge der Ionen der Spannungsabfall grösser werden muss, damit die negativen Elektronionen ihre Ionisierungsspannung frei durchlaufen können (Fig. 3).

Von H. Starke[1]) und dem einen[2]) von uns ist der Verlauf der V,i-Kurve für grössere Elektrodenabstände in folgender Weise erklärt worden. In der unmittelbar an der Kathode liegenden Gasschicht ist totale Sättigung vorhanden, dagegen nicht im übrigen Teil der Flamme; aus diesem werden bei grösserer Elektrodenspannung in die kathodische Sättigungsschicht positive Ionen getrieben, so dass die Stromstärke weiter wachsen kann.

Nach den vorstehenden Versuchen und Darlegungen ist diese Erklärung nicht vollständig, sie giebt überdies keinen Aufschluss über den geradlinigen Teil der V,i-Kurve oder die Konstanz des kathodischen Widerstandes. Totale Sättigung kann nur in der unmittelbar an der Kathode liegenden Schicht eintreten, deren Spannungsabfall kleiner ist als die Ionisierungsspannung der negativen Elektronionen. In dem übrigen Teil der kathodischen Ladungsschicht tritt, bevor Sättigung erreicht wird, Ionisierung durch Ionenstoss ein. Eine vollständige Theorie der elektrischen Leitung in Flammen hat diese Erscheinung zu berücksichtigen.

H. Starke (a. a. O. S. 41) scheint eine ähnliche Wirkung, wie sie hier angenommen ist, im Sinne gehabt zu haben. Er schreibt nämlich: „Ich nahm an, die Ionenerzeugung pro Zeiteinheit an einer Stelle hinge ab von der Anzahl an dieser Stelle bereits vorhandener, und zwar so, dass sie um so grösser wäre, je weniger Ionen sich an der betreffenden Stelle befinden. Dann würde die hauptsächlichste Ionenerzeugung in dem grossen Gefälle an der Kathode vor sich gehen, der Strom im wesentlichen durch negative Ionen getragen werden, indessen der Potentialverlauf durch die langsam sich bewegenden und daher in grösserer Dichte vorhandenen positiven Ionen bedingt sein.“

Wir möchten an dieser Stelle ausdrücklich bemerken, dass wir das Problem der elektrischen Strömung in Flammen weder in experimenteller

1) H. Starke, Ber. d. D. Physik. Ges. 6, 33, 1904.
2) J. Stark, diese Zeitschr. 5, 83, 1904.

noch in theoretischer Hinsicht für erledigt halten. Die Elektrochemie der Flammen dürfte einst einen ähnlichen Umfang gewinnen wie die Elektrochemie der Lösungen. In dem Vorhandensein von frei beweglichen elektrischen Elementarquanten, der Ionen, stimmen beide Gebiete überein. Durch das Auftreten negativer Elektronionen neben Atomionen wird das theoretische Bild der Flammen reicher. Analog den inneren elektromotorischen Kräften in Lösungen, herrührend von Konzentrationsunterschieden oder von Unterschieden des Mediums, dürfen wir bei den Flammen ebenfalls innere elektromotorische Kräfte erwarten, jedenfalls infolge von Konzentrationsunterschieden, zumal hier die absolute Temperatur sehr hoch ist; über diese inneren elektromotorischen Kräfte in Flammen wissen wir noch so gut wie gar nichts. Weiter tritt uns bei Flammen bei grossem Spannungsgefälle die Ionisierung durch Ionenstoss entgegen. Endlich muss die Spektralanalyse an der Elektronik der Flammen ein hervorragendes Interesse gewinnen, nachdem durch eine Untersuchung des einen[1]) von uns der Zusammenhang zwischen Leuchten und Ionisation in Flammen experimentell erwiesen ist. Bei dieser Mannigfaltigkeit zumeist noch ganz unerforschter elektrischer Erscheinungen in Flammen wäre es durchaus verfrüht, jetzt schon eine detaillierte quantitative Theorie der elektrischen Leitung in Flammen geben und an die Ermittelung von Konstanten gehen zu wollen. Wir betrachten unsere Untersuchungen auf diesem Gebiete nur als vorläufige zum Zweck einer Analyse des Erscheinungskomplexes. Es kann sich vorderhand nicht um eine Theorie, sondern nur um klare experimentell gut begründete theoretische Gesichtspunkte handeln und die wichtigsten unter diesen dürften sein: Volumenionisation und Vorhandensein negativer Elektronionen.

§ 3. Versuche mit Calciumoxyd-Elektroden. Es scheint ausser der oben gegebenen Erklärung des Auftretens eines Wendepunktes in den V,i-Kurven für kleine Elektrodenabstände noch eine andere möglich zu sein. Durch J. J. Thomson[2]), O. W. Richardson[3]) und A. Wehnelt[4]) weiss man, dass Metalle und gewisse Metallverbindungen bei hoher Temperatur negative Elektronen ausstrahlen. Der eine von uns hat in einer Ionentheorie[5]) des Lichtbogens dargelegt, dass die Kathode unter der Wirkung der sie treffenden positiven Ionen höher temperiert und zur Ausstrahlung negativer Elektronionen veranlasst werden kann.

1) F. L. Tufts, vergl. eine demnächst erscheinende Mitteilung über den Zusammenhang zwischen der Helligkeit und der Ionisation in Flammen.

2) J. J. Thomson, Phil. Mag. **48**, 547, 1899.

3) O. W. Richardson, Phil. Trans. **201**, 497, 1903.

4) A. Wehnelt, Erlanger Ber. 150, 1903.

5) J. Stark, Ann. d. Phys. **12**, 693, 1903.

Man könnte nun eine ähnliche Wirkung auch bei den obigen Versuchen mit reinen Platinelektroden vermuten und das Anwachsen von di/dV hinter dem Wendepunkt zurückführen auf eine Ausstrahlung negativer Elektronen durch die Kathode unter der Wirkung der auftreffenden positiven Ionen. Bei einer reinen Platinelektrode ist indes diese Erklärung kaum richtig. Wie sich gezeigt hat, ist nämlich die Ausstrahlung negativer Elektrizität durch reines Platin eine sehr geringe. Und wäre die Erklärung für die reine Bunsenflamme zutreffend, so müsste sich der Wendepunkt auch für eine Kaliumflamme zeigen, da in dieser der Spannungsabfall und auch die Stromleistung an der Kathode noch grösser ist als in der reinen Flamme.

Nun aber kann man Elektroden verwenden, welche in der That schon bei Rot- und Weissglut in der Flamme reichlich negative Ionen ausgeben. Entsprechend der Beobachtung Wehnelts, dass gewisse Metallverbindungen bei erhöhter Temperatur negative Elektrizität ausstrahlen, hat der eine[1]) von uns eine mit Calciumoxyd bedeckte Platinkathode mit Erfolg zur Verminderung des Spannungsabfalles an ihr verwendet. Für eine Calciumoxydkathode war darum für kleine Elektrodenabstände ein Wendepunkt in der V,i-Kurve zu erwarten, unabhängig davon, ob Salzdampf in der Bunsenflamme vorhanden war oder nicht. Diese Erwartung bestätigte sich denn auch vollkommen.

Die Fig. 4 zeigt den Unterschied in dem Verhalten der reinen drahtförmigen Platin- und

Fig. 4.

einer Calciumoxydkathode bei dem gleichen Elektrodenabstand 0,16 mm und einem sehr grossen Vorschaltwiderstand. Damit beide Kurven in derselben Figur vereinigt werden konnten, sind die Ordinaten der Kurve II (Calciumoxydkathode) in einem 3000 mal kleineren Massstab gezeichnet als diejenigen der Kurve I (Platinkathode). Calciumoxyd auf der Anode hat keinen Einfluss auf den Verlauf der Kurven.

1) F. L. Tufts, diese Zeitschr. **5**, 76, 1903.

Fig. 5 giebt mehrere V,i-Kurven für eine Calciumoxydkathode bei verschiedenen Elektrodenabständen. Wie man sieht, rückt der Wendepunkt der V,i-Kurven nach um so kleineren Werten der Elektrodenspannung, je kleiner der Elektrodenabstand wird. Diese Abhängigkeit erklärt sich daraus, dass mit wachsendem Elektrodenabstand ein immer grösserer Bruchteil der Elektrodenspannung auf das Innere der Flamme rückt, deren Widerstand ja jetzt von der Ordnung des kathodischen Widerstandes ist (vergl. Tufts a. a. O.). Eine um

Fig. 5.

so grössere Elektrodenspannung muss darum angewendet werden, um wieder den früheren Spannungsabfall und damit die Neuerzeugung von Ionen an der Kathode herzustellen.

Beim Vergleich der V,i-Kurven mit Wendepunkten für den Fall reiner Platin- und für den Fall von Calciumoxydkathoden fällt auf, dass in jenem Fall die Steigerung der Stromstärke hinter dem Wendepunkt nur sehr langsam ein Vielfaches ihres Wertes vor dem Wendepunkt wird, während im zweiten Falle die Zunahme sehr rasch erfolgt. Dies dürfte in folgender Weise zu erklären sein. An Calciumoxydkathoden hat man bei grossem Spannungsabfall zwei Erscheinungen, erstens die Ionisierung des Gases durch Ionenstoss in einigem Abstand von der Kathode wie bei reinen Platinelektroden, zweitens die Ausstrahlung negativer Elektronen durch das Oxyd unter der Wirkung auftreffender positiver Ionen. Indem beide Wirkungen sich gegenseitig Ionen liefern (negative Elektronen für die Ionisierung, positive Ionen für die Ausstrahlung), kann eine grosse Steigerung in der Gesamtwirkung, der Erhöhung der Stromstärke eintreten.

§ 4. **Zündung des Lichtbogens an Metalloxyden in Flammen.** Wie der eine von uns in der von ihm gegebenen Ionentheorie des Lichtbogens dargelegt hat, besteht die Existenzbedingung des Lichtbogens darin, dass die Kathode unter der Wirkung auftreffender positiver Ionen eine so hohe Temperatur annimmt, dass eine intensive Ausstrahlung negativer Ionen erfolgt. Weiter zeigte er (diese Zeitschr. 5, 81, 1904), dass der sekundäre Glimmstrom in verdünnten Gasen an kleinen Metalloxydpartikeln leicht durch Steigerung der Stromstärke in einen Lichtbogen zu verwandeln ist. Nach dem obigen Resultat, dass an einer Calciumoxydkathode in einer Flamme bei kleinem Elektrodenabstand durch Erhöhung der Elektrodenspannung eine Ausstrahlung negativer Elektronen unter der Wirkung auftreffender positiver Ionen erfolgt, war zu erwarten, dass auch in diesem Falle die gemischt unselbständige Strömung (sekundärer Glimmstrom) in einen Lichtbogen sich verwandeln würde bei weiterer Zunahme der Elektrodenspannung. Diese Erwartung hat sich bestätigt.

Nach Überschreiten des Wendepunktes in der V,i-Kurve für Calciumoxydelektroden steigt die Stromstärke sehr rasch an, gleichzeitig beobachtet man eine Zunahme der Glühintensität der Kathode und plötzlich hat sich zwischen den Elektroden ein Lichtbogen von grosser Stromstärke hergestellt. Deren Grösse hängt ab von dem Widerstand des Stromkreises. Entsprechend dem Umstand, dass der Lichtbogen eine Minimalspannung besitzt, konnte er auch in dem vorliegenden Falle unterhalb von etwa 50 Volt Elektrodenspannung nicht erhalten werden.

Fig. 6 zeigt für verschiedene Elektrodenabstände die Verwandlung der gemischt unselbständigen Strömung an Calciumoxydkatho-

Fig. 6.

den in einen schwachen Lichtbogen bei 5000 Ohm Vorschaltwiderstand. Die Verwandlung in den Lichtbogen erfolgt bei einer um so kleineren elektromotorischen Kraft, je kleiner der Elektrodenabstand und der Vorschaltwiderstand ist.

Göttingen, 5. Februar 1904.

(Eingegangen 7. Februar 1904.)

Über das Vorhandensein von Villaris kritischem Punkt bei Nickel.

Von K. Honda und S. Shimizu.

Die Magnetisierung von Eisen wird durch Spannung erhöht; sie erreicht ein Maximum und nimmt dann bei noch weiterer Zunahme der Spannung ab, und zwar nimmt die Magnetisierung schliesslich kleinere Werte als den Anfangswert an. Auf der die Beziehung zwischen Spannung und Magnetisierungsveränderung ausdrückenden Kurve heisst der Punkt, bei dem die Veränderung gleich Null wird, Villaris kritischer Punkt. A. Heydweiller[1]) stellt auch bei Nickel das Vorhandensein eines solchen Punktes in sehr schwachem Felde fest, so dass der Unterschied zwischen Eisen und Nickel mit Bezug auf den Einfluss elastischer Spannung auf die Magnetisierung nur ein quantitativer wäre. Nach der Heydweillerschen Arbeit zu urteilen, ist jedoch der Versuch nicht so einwandsfrei, dass in Bezug auf das Vorhandensein eines kritischen Punktes kein Zweifel mehr bliebe. Aus diesem Grunde wurde vorliegende Untersuchung unternommen, bei der derselbe Versuch nach einer anderen Methode wiederholt wird.

Wir experimentierten mit einem dicken Nickelstab (Durchmesser gleich 1,038 cm, Länge gleich 21,0 cm) und legten mit Hilfe eines Hebels eine Spannung oder Kompression an, die nicht grösser war, als 0,63 kg pro Quadratmillimeter.

Der Nickelstab war an beiden Enden fest an 2 cm dicke und 10 cm lange Messingstäbe gelötet. Der eine dieser Stäbe endigte in eine Schraube, mit der das Versuchsstück an einen kräftigen Halter befestigt war, und der andere war mit einer Art Haken versehen, der dazu diente, vermittels eines Hebels, dessen Arme im Verhältnis von 9:1 standen, eine Spannung oder Kompression anzulegen. Der verbundene Stab war horizontal in magnetischer Ost-West-Richtung eingestellt; die Magnetisierungsspule (Länge gleich 30 cm und $4\pi n = 379{,}8$) war koaxial mit dem Stabe angebracht.

Die Magnetisierung wurde nach der ballistischen Methode gemessen. Die Sekundärspule zum Messen der Induktion war dabei im Inneren der Magnetisierungsspule befestigt; sie war in Serie mit einem Galvanometer von geringem Widerstande angebracht, dessen Schwingungsperiode ungefähr 10 Sekunden betrug. Die von dem Magnetisierungsfeld allein herrührende Induktion wurde in gewohnter Weise kompensiert. Die Empfindlichkeit des Galvanometers war derartig, dass eine Veränderung der Magnetisierungsintensität von einer Einheit einen Ausschlag von 23 Teilstrichen auf der Skala ergab.

Der Nickelstab, der horizontal und zu dem magnetischen Meridian senkrecht angebracht war, wurde durch das Erdfeld nicht longitudinal beeinflusst, während hingegen eine schwache Beeinflussung in transversaler Richtung stattfand. In dem Feldbereich, das bei vorliegendem Versuche zur Untersuchung kam, stand die Magnetisierung jedoch in fast linearer Beziehung zu der Feldstärke, so dass das Vorhandensein eines Feldes in transversaler Richtung keinen Einfluss auf die Magnetisierung in der Längsrichtung haben konnte.[1])

Bei der Magnetisierung in schwachem Felde kann ein geringer Restmagnetismus manchmal einen erheblichen Einfluss ausüben. Die Entmagnetisierung wurde daher durch aufeinander folgende Umkehrungen eines allmählich abnehmenden Stromes sorgfältig ausgeführt; um einen etwa vorhandenen Restmagnetismus festzustellen, wurde ein Magnetometer in möglichster Nähe des einen Endes des Versuchsstückes angebracht. Auf diese Weise waren wir imstande, einen Restmagnetismus von $^1/_{100}$ (C. G. S.-Einheit) wahrzunehmen. Wenn die Entmagnetisierung sorgfältig ausgeführt wurde, zeigte das Magnetometer keine Spur von Magnetismus.

Wie Lord Rayleigh und andere gezeigt haben, wird die Magnetisierung weichen Eisens in schwachem Felde durch das Vorhandensein des Zeiteffektes kompliziert. Dieser lässt sich nach der ballistischen Methode nicht feststellen. Wenn er beträchtlich ist, lässt sich daher die ballistische Methode nicht mit Sicherheit verwenden. Aus diesem Grunde war es nötig, erst die Erscheinung beim Nickel zu untersuchen. Der Vorversuch in einer ähnlichen Anordnung, wie sie Lord Rayleigh benutzt hat, zeigte, dass der Zeiteffekt beim Nickel kleiner war als 1 Prozent des Gesamtmagnetismus.

Die Beobachtung wurde in folgender Reihenfolge vorgenommen: zuerst wurde die Kompensation der Sekundärspule bewirkt; hierauf wurde der zu untersuchende Nickelstab in der Magne-

1) Heydweiller, Wied. Ann. 52, 462, 1894.

1) K. Honda, Journ. Sc. Coll. 11, 283, 1899.

tisierungsspule angebracht und in deren Axiallinie horizontal befestigt, wobei darauf geachtet wurde, die Vorrichtung so einzustellen, dass man beim Anlegen von Spannung oder Kompression keine seitliche Verschiebung des Stabes hervorrief. Nachdem hierauf die Entmagnetisierung in sorgfältiger Weise bewirkt worden war, wurde die Beobachtung vorgenommen.

Wir massen die Magnetisierung unter konstanter Spannung oder Kompression. Eine Spannung verminderte stets die Magnetisierung, während eine Kompression eine Erhöhung zur Folge hatte. Der Betrag der Magnetisierungsveränderung war zur Spannung oder Kompression fast proportional. Das kleinste Feld (äusseres Feld-Entmagnetisierungskraft), das bei vorliegenden Versuchen untersucht wurde, betrug 0,01 C. G. S.-Einheiten und die entsprechende Magnetisierungsstärke 0,08.

Die Wirkung einer Veränderung der Spannung oder Kompression bei konstantem Felde wurde hierauf untersucht. Wenn man zunächst Spannung anlegt, so nimmt die Magnetisierung zu, und ebenso nimmt sie wieder zu, wenn man die Spannung nachlässt. Ein darauf folgendes Anlegen von Spannung hat stets eine Verminderung und ihr Aufheben eine Erhöhung der Magnetisierung zur Folge. Die Wirkung einer Kompression ist entgegengesetzt zu der einer Spannung. Das erste Anlegen einer Kompression hat eine Erhöhung und ihr Aufheben eine Verminderung der Magnetisierung zur Folge, welche zur Kompression fast proportional geht; darauf folgendes Anlegen und Aufheben hat bezw. eine Zunahme und eine Abnahme der Magnetisierung zur Folge. Die Magnetisierungsveränderung ist bei Kompression für denselben Betrag elastischer Wirkung stets etwas grösser als bei Spannung.

Die Wirkung eines Kreisprozesses, bei dem Spannungen und Kompressionen angelegt wurden, wurde gleichfalls untersucht; das Ergebnis stand mit dem, was nach obigem Versuch zu erwarten war, durchaus im Einklang. Wir untersuchten hierauf die Magnetisierung bei konstanter Kompression; in diesem Falle nahm die Kompression von 0 bis auf 0,551 kg pro Quadratmillimeter zu, hierauf von 0,551 kg bis auf —0,559 (Spannung) ab, und wurde schliesslich gleich Null. Das Ergebnis stand in vollkommener Übereinstimmung mit obigen Versuchen.

Wir untersuchten auch den Einfluss von Spannung und Kompression auf die Magnetisierung, nach dem man auf den Nickelstab geklopft hatte. Die Anfangswirkung einer Spannung oder Kompression fehlte, wohingegen das allgemeine Ergebnis dasselbe wie in früheren Fällen war.

Diese Versuche wurden, was das Feld und die elastische Wirkung anbelangt, unter denselben Bedingungen ausgeführt, unter denen Heydweiller den Villarischen kritischen Punkt beobachtete. Wir fanden jedoch bei dem für unsere Versuche benutzten Nickel nicht in allen Fällen einen solchen Punkt.

Bei dem Heydweillerschen Versuch war der Versuchsdraht 1,5 mm dick und 46 cm lang. Das Verhältnis der Länge zum Durchmesser war daher 15 mal so gross wie bei unserem Stabe. Obwohl der Draht in einem sorgfältig an ihm befestigten Glasrohr komprimiert wurde, hätte ein elastischer Zug in der Höhe von 2,5 kg pro Quadratmillimeter doch eine permanente elastische Veränderung im Draht hervorrufen müssen. Diese Veränderung ist wahrscheinlich die Hauptursache der von Heydweiller beobachteten Erscheinung, und in diesem Falle würde die Erscheinung nicht Villaris kritischem Punkt bei Eisen entsprechen.

Tokyo, 5. Dezember 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 11. März 1904.)

Über Villaris kritischen Punkt beim Nickel.

(Entgegnung an die Herren Honda u. Shimizu.)

Von Adolf Heydweiller.

In den Jahren 1893 und 1894 habe ich Versuche mitgeteilt, aus denen die Existenz des Villarischen kritischen Punktes beim Nickel in schwachen Feldern und bei schwachen Zugkräften sich mit voller Sicherheit ergab.[1]) Die Herren Honda und Shimizu veröffentlichen nun soeben eine kurze Mitteilung[2]) von Versuchen, bei denen sie diese Erscheinung nicht haben finden können und bestreiten darin die Richtigkeit meiner Beobachtungen. Das letztere ist meines Erachtens unberechtigt. Gegenüber einem sicheren positiven Befund hat ein unter wesentlich verschiedenen Versuchsbedingungen erhaltener negativer geringe Beweiskraft. Ihr Versuch, meine Ergebnisse auf Verbiegungen des Drahtes durch ausgeübte Druckkräfte zu erklären, ist als unrichtig zurückzuweisen, da das Phänomen auch ohne vorgängige Anwendung solcher Druckkräfte auftritt, wie aus meinen Mitteilungen deutlich hervorgeht. Und nicht nur ich selbst habe die Villarische Wirkung beim Nickel mit zwei verschiedenen Versuchsanordnungen in Würzburg und Strassburg oft wiederholt beobachtet, sondern auch

1) A. Heydweiller, Sitzungsber. d. phys.-med. Ges. Würzburg, 11. März 1893; Phil. Mag. (5) **35**, 469, 1893; Wied. Ann. **52**, 462, 1894.

2) K. Honda und S. Shimizu, Tokyo Phys.-Math. Soc. Reports **2**, Nr. 7; diese Zeitschr. **5**, 253, 1904.

Herr G. S. Meyer[1]) mit anderer Anordnung, anderer Drahtsorte und ohne jede Anwendung von Druckkräften; letzterer konnte auch dieselbe Wirkung beim Kobalt feststellen. Der Misserfolg der Herren Honda und Shimizu muss also auf ungeeignete Versuchsbedingungen zurückgeführt werden. Diese liegen meines Erachtens in der Verwendung eines zu dicken und kurzen Stabes (1:20 cm), bei dem die Quermagnetisierung durch den gesamten Erdmagnetismus bei horizontaler, ostwestlicher Lage des Stabes verhältnismässig sehr gross war, und der sich nach meinen Erfahrungen durch blosse Anwendung wechselnder Felder von abnehmender Stärke nicht in denjenigen molekularmagnetischen Zustand bringen lässt, der die Vorbedingung für das Auftreten der Villarischen Wirkung ist. Es entspricht dem auch, dass die Verf. für die Magnetisierungszahl des Nickels in schwächsten Feldern das Sechsfache des Wertes finden, den ich selbst bei noch erheblich grösseren Feldstärken neuerdings erhielt.[1])

1) G. S. Meyer, Dissertation Strassburg 1895, Wied. Ann. 59, 134, 1896.

1) A. Heydweiller, Boltzmann-Festschrift, S. 9, 1904.

Münster i. W., Physik. Inst. d. Univ. März 1904.

(Eingegangen 15. März 1904.)

BESPRECHUNGEN.

F. W. Küster, Logarithmische Rechentafeln für Chemiker. 4. neuberechnete und erweiterte Auflage. gr. 8. 99 S. Leipzig, Veit & Co. 1904. Geb. M. 2,—.

Es gereicht dem Referenten zur besonderen Freude, schon wieder von einer Auflage dieser so äusserst praktischen und wertvollen Rechentafeln berichten zu können. Man kann das Erscheinen einer neuen Auflage mit dem Verfasser als ein erfreuliches Zeichen dafür ansehen, dass man sich rasch dem angestrebten Ziele der Erreichung einheitlicher Rechengrundlagen für die Chemiker und Physikochemiker aller Länder nähert. Auch im Auslande finden die Küsterschen Tafeln immer weitere Verbreitung. Prinzipielle Veränderungen haben nicht stattgefunden, doch sind einige Tabellen erweitert worden. Einer Empfehlung des schon längst in vorteilhaftester Weise bekannten Büchleins bedarf es nicht.

Emil Bose.

(Eingegangen 19. November 1903.)

Preisaufgaben.

Prof. Dr. J. H. van't Hoff hat das ihm zukommende Redaktionshonorar für den Band 46 (Jubelband für W. Ostwald) der Zeitschrift für physikalische Chemie zur Stellung folgender Preisaufgabe bestimmt: „Es soll die Litteratur über katalytische Erscheinungen in möglichster Vollständigkeit gesammelt und systematisch geordnet werden.“ Die zur Bewerbung bestimmten Arbeiten sind bis zum 30. Juni 1905 bei der Redaktion der Zeitschrift für physikalische Chemie, Leipzig, Linnéstrasse 2, in der üblichen Form (mit dem Kennwort und dem Namen des Verfassers in verschlossenem Umschlag) unter der Aufschrift „Zur Preisbewerbung“ einzureichen. Der Preis beträgt 1200 Mark und wird ganz oder geteilt vergeben werden. Preisrichter sind die Professoren Dr. J. H. van't Hoff, Dr. S. Arrhenius, Dr. W. Ostwald.

Die mathematisch-naturwissenschaftliche Sektion der Fürstl. Jablonowskischen Gesellschaft in Leipzig hat für die Jahre 1904—1907 folgende Preisaufgaben gestellt:

1. Für das Jahr 1904: Kritische Erörterungen über die bisherigen Versuche, die Vorgänge bei der chemischen Differenzierung der Gesteinsmagmen zu erklären, sowie weitere Untersuchungen, welche geeignet sind, unter Berücksichtigung der natürlichen Vorkommnisse die mannigfachen, auf diesem Gebiete noch offen stehenden Fragen ihrer Lösung näher zu führen.

2. Für das Jahr 1905: Eine kritische Untersuchung über die Ursachen, die Mechanik und die Bedeutung der Plasmaströmung in den Pflanzenzellen.

3. Für das Jahr 1906: Eine Untersuchung der den Bernoullischen Zahlen analogen Zahlen, namentlich im Gebiete der elliptischen Funktionen, welche die komplexe Multiplikation zulassen.

4. Für das Jahr 1907: Eingehende und einwandfreie experimentelle Untersuchungen, die einen wesentlichen Beitrag zur Feststellung der Gesetze der lichtelektrischen Ströme liefern.

Der Jahresbericht, der ausführlichere Mitteilungen über die gestellten Preisaufgaben enthält, ist durch den Sekretär der Gesellschaft, Geh. Hofrat Prof. Dr. Wilhelm Scheibner in Leipzig, Schletterstrasse 8, zu beziehen.

Der Preis für jede gekrönte Abhandlung beträgt 1000 Mark.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierte sich: Dr. Felix Exner für Meteorologie an der Universität Wien. Dr. E. Fischer für Mathematik an der technischen Hochschule zu Brünn. Dr. Max Breslauer für Maschineningenieurwesen an der technischen Hochschule Berlin.

Es wurde berufen: zum Ordinarius für Schiffbaukunde in Danzig Oberingenieur Johann Schütte aus Bremerhafen. Zum Ordinarius für Maschinenbau in Darmstadt E. v. Rössler aus Hannover.

Es starb: der Privatdozent für Elektrotechnik an der technischen Hochschule in Hannover Prof. W. Thiermann.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 10. 15. Mai 1904. Redaktionsschluss für No. 11 am 18. Mai 1904. 5. Jahrgang.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Bemerkungen über die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre von meteorologischen Faktoren.

Von A. Gockel.

Wiederholt ist schon konstatiert worden, dass die Zerstreuungsgeschwindigkeit sowohl der positiven als auch der negativen Ladungen im Winter bei uns bedeutend niedriger ist als in der warmen Jahreszeit. Andererseits aber ist auch eine starke Abhängigkeit der Zerstreuungsgeschwindigkeit von der relativen Feuchtigkeit nachgewiesen. Es lag daher die Vermutung nahe, dass die winterliche Abnahme der Zerstreuungsgeschwindigkeit zum mindesten mit bedingt sei durch die im Tieflande mit der Abnahme der Temperatur stets vorhandene Zunahme der relativen Feuchtigkeit. Beobachtungen, die ich nun im Januar dieses Jahres im Hochthale von Adelboden (Kanton Bern) bei relativen Feuchtigkeiten von nur 40 bis 70% anstellte, zeigten mir, dass auch dort trotz grösserer Trockenheit und höherer Lage (1350 m) die Zerstreuungsgeschwindigkeit nicht viel grösser ist als hier in dem nebelreichen Freiburg. Auch die von Saake[1]) im Februar, März und April v. J. in Arosa gefundenen Zerstreuungswerte bleiben weit hinter denen zu-

1) W. Saake, diese Ztschr. **4**, 626, 1903.

rück, die Elster und Geitel im Juli in dem etwas niedriger als Arosa gelegenen Zermatt gefunden haben, wobei allerdings schwer zu ersehen ist, inwieweit Saakes Werte durch den Umstand beeinflusst wurden, dass er die Messungen zum Teil in der nur halboffenen Liegehalle des Sanatoriums vornahm.

Eine direkte Abhängigkeit der Zerstreuungsgeschwindigkeit von der Temperatur scheint demnach vorhanden zu sein. Eine solche Abhängigkeit hat auch B. Zölss [1]) in den in Kremsmünster angestellten Beobachtungen gefunden, doch ist der Autor geneigt, in dieser Abhängigkeit eher eine Wirkung der Sonnenstrahlung als eine solche der Temperatur selbst zu sehen. Mache [2]) hat allerdings gefunden, dass die Zerstreuungsgeschwindigkeit in abgeschlossenen Räumen innerhalb weiter Grenzen unabhängig von der Temperatur ist, und ich kam zu dem gleichen Resultate [3]), als ich die Zerstreuungsgeschwindigkeit in einem nicht luftdicht abgeschlossenen Kasten mass, der ein Volumen von 1,2 cbm besass, also erheblich grösser war als die von Mache angewandten Glasglocken. Trotzdem glaube ich aber nicht, dass man die Resultate, die für mehr oder weniger abgeschlossene Luftmengen gelten, ohne weiteres auf die Verhältnisse in der freien Atmosphäre übertragen darf. In abgeschlossenen Räumen konnte auch kein Zusammenhang zwischen Zerstreuungsgeschwindigkeit und relativer Feuchtigkeit nachgewiesen werden, obschon in der freien Atmosphäre ein solcher Zusammenhang unzweifelhaft existiert. In abgeschlossenen Räumen scheint eben, worauf schon die Herren Elster und Geitel in ihren ersten Veröffentlichungen über die elektrische Zerstreuung aufmerksam machten, in erster Linie die Grösse des betreffenden Raumes für die Zerstreuungsgeschwindigkeit massgebend zu sein. Die anderen Einflüsse treten hinter dieser Grösse zurück.

Des weiteren haben Versuche von Uhrig [4]) sehr wahrscheinlich gemacht, dass thatsächlich die Ionisation eines Luftquantums mit der Temperatur steigt. Meine Beobachtungen mit dem Aspirationsapparat in Adelboden haben auch ergeben, dass der Ionengehalt daselbst kaum stärker ist, als der bei derselben Temperatur (ca. 0°) hier in Freiburg beobachtete. Gerade dieser Umstand lässt mich vermuten, dass die Ionenführung der unteren Luftschichten eine Funktion der Temperatur ist, und dass der direkte Einfluss der Sonnenstrahlung geringer ist, als ich früher selbst annahm. Ein direkter Einfluss der Sonnenstrahlung hätte darin zum Ausdruck kommen müssen, dass die Luft in Adelboden, das sich während des ganzen Monats Dezember und fast des grössten Teils des Januars des prächtigsten Sonnenscheins erfreute, einen bedeutend höheren Ionengehalt hätte aufweisen müssen als in Freiburg, das während dieser 2 Monate nur 6 heitere Tage hatte. Freilich werden zur definitiven Entscheidung der Frage, ob die Sonnenstrahlung direkt oder die in ihrem Gefolge auftretende Temperatursteigerung die Ionenführung in den unteren Luftschichten — für die oberen wird man eine Ionisation durch ultraviolette Strahlung nach Lenards Versuchen sicher annehmen müssen — beeinflusst, noch weitere Versuchsreihen nötig sein. Nur einen Punkt möchte ich noch erwähnen. Richarz und Schenk [1]) haben gezeigt, dass zerfallendes Ozon Sauerstoffionen liefert, und Hr. Schenk [2]) spricht direkt die Vermutung aus, dass die Leitfähigkeit der Luft vielleicht das sicherste Mass für die Ozonisierung derselben sei. Da nun nach Warburg die Zersetzungsgeschwindigkeit des Ozons mit der Temperatur zunimmt, so muss, wenn die Auffassung des Hrn. Schenk richtig ist, auch der Ionengehalt der Luft mit der Temperatur sich steigern. Bemerkenswert ist auf jeden Fall, dass nach de Thierry [3]) mit der Höhe der Ozongehalt der Atmosphäre annähernd in derselben Weise steigt, wie dies die Leitfähigkeit oder, besser gesagt, der Ionengehalt der Luft thut, und dass auch die jährliche Periode des Ozongehaltes der Atmosphäre eine Übereinstimmung mit der Periode der Zerstreuungsgeschwindigkeit zeigt.

Hier in Freiburg kann man im Winter stets konstatieren, dass in den Stunden von 8—10a die Zerstreuungsgeschwindigkeit rasch zunimmt, sobald der, wenigstens bei anticyklonaler Wetterlage, nie fehlende Nebel zu weichen beginnt. Auch in Zermatt habe ich im März beobachtet, dass die Zerstreuung von Sonnenuntergang bis Sonnenaufgang ziemlich schwach war. Ich glaubte in diesem Umstande eine Folge des schwachen Dunstes sehen zu sollen, der sich in der Nacht an den Berglehnen bildete. Nun habe ich aber auch in Adelboden, wo keine Spur von Dunst oder Nebel wahrzunehmen war, ebenfalls beobachtet, dass die Zerstreuungsgeschwindigkeit nach dem Sichtbarwerden der Sonne, d. h. nach 10½a, von dem niederen Werte 0,5 %, auf dem sie sich bis dahin gehalten, rasch auf ca. 3 % stieg. Die Beobachtungen wurden wie meine früheren unter Anwendung eines Drahtschutzcylinders gemacht. Es scheint demnach, dass die Sonnenstrahlen, auch abgesehen von der durch sie bewirkten

1) B. Zölss, Wiener Ber. **112**, IIa, 1137, 1903 (im Auszuge: diese Zeitschr. **5**, 260, 1904).
2) H. Mache, Wiener Ber. **110**, IIa, 1302, 1901.
3) Gockel, Luftelektrische Untersuchungen, S. 41, 1902.
4) Uhrig, Marburger Dissertation, S. 20, 1903.

1) Richarz und Schenk, Berl. Sitzber. **52**, 1102, 1903.
2) Schenk, Berl. Ber. I, 53, 37, 1904.
3) de Thierry, Compt. rend. **124**, 460, 1897a.

Auflösung des Nebels, durch ihre Wärmewirkung und die damit verbundene Abnahme der relativen Feuchtigkeit eine rasche Steigerung der Zerstreuungsgeschwindigkeit in den Morgenstunden hervorrufen.

Das vor dem Erscheinen der Sonne eintretende Sprungmaximum des Potentialgefälles habe ich in Adelboden in derselben Weise wie früher in Zermatt[1]) beobachtet. Eine auffällige Erscheinung bei Sonnenuntergang habe ich dagegen niemals bemerkt, vielleicht deshalb nicht, weil mein Beobachtungsplatz frühzeitig in den Schatten einiger grosser Gebäude kam.

Bei verschiedenen Gelegenheiten[2]) habe ich darauf hingewiesen, dass offenbar ein Zusammenhang zwischen dem Verhältnis q der beiden Zerstreuungskoeffizienten a_- und a_+ und der Vertikalkomponente der Luftbewegung existiert. Herr Prof. Börnstein hatte die Freundlichkeit, mich darauf aufmerksam zu machen, dass die von mir aus den hiesigen Beobachtungen abgeleitete Tageskurve von q recht genau übereinstimmt mit dem Gang der stündlichen Änderung des Luftdrucks in Berlin. Dies veranlasst mich, im folgenden die von mir hier beobachtete Tageskurve von q mit der des Luftdruckes im benachbarten und ähnlich gelegenen Bern[3]) zusammenzustellen. Figur 1 enthält die

Fig. 1.

beiden Kurven für das Sommer-, Figur 2 für das Winterhalbjahr. Die Ordinaten der Luftdruckkurve geben die Abweichung vom Mittelwert in Hundertstelmillimeter, die Ordinaten der gestrichelten Linie die auf Seite 872 der citierten Arbeit angeführten Werte von q. Man sieht, einem Steigen des Barometers entsprechen hohe, einem Sinken desselben niedere q-Werte. Noch deutlicher wird dieser Zusammenhang, wenn man als Ordinaten der Luftdruckkurve nicht den Stand des Barometers, sondern die innerhalb einer Stunde erfolgte Änderung desselben annimmt, wie dies bei Kurve III der Figur 1 geschehen ist. Nur für das abendliche Sprungminimum von q giebt die Bewegung

1) Luftelekt. Unters. S. 35.
2) Diese Ztschr. **4**, 873, 1903.
3) Durchschnitt der Jahre 1895—1901. Die Aufzeichnungen geschehen mit Hilfe eines Wild-Hasslerschen Barographen.

Fig. 2.

des Luftdrucks keine Erklärung. Zu denselben Resultaten führt die Betrachtung der Figur 3. Die Werte von q sind der Arbeit von Zölss[1]) entnommen und berechnet aus Beobachtungen,

Fig. 3.

die in Kremsmünster vorwiegend in den Wintermonaten vorgenommen wurden. Die mit „Luftdruck" bezeichnete Kurve giebt den täglichen Gang des Luftdrucks in den Wintermonaten in Wien.[2]) Desgleichen habe ich in dieser Figur auch die von mir aus den in extenso mitgeteilten Beobachtungswerten berechnete Tageskurve des Potentialgefälles in Kremsmünster hinzugefügt (Kurve *P. G.*). Auch diese Kurve bezieht sich vorwiegend auf das Winterhalbjahr. Für die Nachtzeit von 9^h p bis 4^h a liegen überhaupt nur wenige Beobachtungen vor. Ich habe das betreffende Stück der Kurve trotzdem gezeichnet, weil es das auch anderwärts beobachtete morgendliche Minimum des *P. G.* gut erkennen lässt.

Dem morgendlichen und abendlichen Ansteigen des Luftdruckes in den Höhen (Säntis) entspricht nach meinen Beobachtungen jeweils auch ein Maximum von q. Im übrigen ist hier der Zusammenhang zwischen der Tageskurve von q und der des Luftdruckes weniger deutlich, was sich teils aus der geringen Anzahl meiner Beobachtungen, teils aus den von mir früher[3]) besprochenen Störungen erklärt.

1) B. Zölss, l. c. S. 1149.
2) Hann, Untersuchungen über die tägliche Oszillation des Barometers, S. 70.
3) Diese Ztschr. **4**, 873, 1903.

Freiburg (Schweiz), Februar 1904.

Über Messungen des atmosphärischen Potentialgefälles in Kremsmünster.

Von P. Bonifaz Zölss.

Im Anschlusse an die bereits besprochenen Beobachtungen der Elektrizitätszerstreuung in Kremsmünster[1]) sollen im folgenden die Resultate der gleichzeitigen Messungen des atmosphärischen Potentialgefälles[2]) mitgeteilt werden, die ebenfalls den Bemühungen des Herrn Direktors der Sternwarte Kremsmünster, Prof. P. Franz Schwab zu verdanken sind.

1. Die Messungen wurden mit Hilfe eines Benndorfschen Registrierapparates ausgeführt, der seit 8. Februar 1902 in Thätigkeit und in einer Fensternische des 3. Stockwerkes der Sternwarte aufgestellt ist, 18 m hoch über dem Erdboden. Das 50 m hohe Gebäude überragt den Standort des Apparates noch um 32 m. Als Kollektor diente eine Radiumelektrode, die 1·3 m von der Mauer absteht. Da die vom Apparate registrierten Werte infolge der Deformation der Niveauflächen durch das hohe Gebäude, zunächst nur einen relativen Wert haben, musste durch Vergleichsmessungen auf freiem Felde die durch die Elektrode hindurchgehende Niveaufläche bestimmt und so eine Reduktion des gesamten Beobachtungsmateriales auf die Thalebene durchgeführt werden. Hierzu diente ein Exnersches Elektroskop, mit dem insgesamt 286 Vergleichsmessungen ausgeführt wurden; dieselben fallen hauptsächlich in die Zeit von Februar bis November und ergaben in guter Übereinstimmung, dass die gesuchte Niveaufläche einem Abstand von 0,67 m vom Erdboden entspricht. Auf Grund dieser Feststellung wurden alle Beobachtungen auf Volt pro Meter reduziert.

2. Zur Bestimmung des jährlichen und täglichen Ganges des Potentialgefälles wurden nur solche Tage ausgewählt, die entweder ganz heiter oder bloss zum geringsten Teil des Tages schwach bewölkt waren.

Das aus 93 heiteren Tagen sich ergebende Jahresmittel des Potentialgefälles beträgt 98 $\frac{V}{m}$. Das Maximum der Jahresperiode liegt im Dezember, das Minimum im Juni. Während der Frühlings- und Sommermonate ist die Variation der Gefällswerte verhältnismässig gering. Erst mit dem Beginn der eigentlichen Wintermonate, besonders mit dem Auftreten der Winternebel und der Schneedecke erfährt das Potentialgefälle rasch eine bedeutende Steigerung; es hält sich hierauf während der drei Wintermonate durchwegs hoch und sinkt mit dem Verschwinden der Schneedecke und dem Beginn des Frühlings ebenso rasch wieder ab.

3. Im täglichen Verlaufe des Potentialgefälles (Tabelle) ist vor allem das mit grosser Regelmässigkeit ca. 3^h früh auftretende Hauptminimum bemerkenswert; dasselbe ist nicht nur an heiteren, sondern nicht selten auch an solchen Tagen zu beobachten, die im übrigen bedeutende elektrische Störungen aufweisen. Nach diesem Minimum erheben sich die Gefällswerte in der Regel ziemlich rasch zu einem Morgenmaximum, auf das eine schwache Abnahme derselben folgt; das Hauptmaximum tritt gewöhnlich in den ersten Abendstunden ein (ca. $7^h p$). Ausser diesen beiden Maximis findet sich merkwürdigerweise häufig noch ein drittes in den ersten Nachmittagstunden ($2-3^h p$), das zwar meistens schwach ist, aber selbst im Jahresmittel sich noch deutlich erkennen lässt. Besonders häufig tritt dieses dritte Maximum in den Wintermonaten auf, während es in der heissen Jahreszeit fast vollständig fehlt. Auch Chauveau[1]) hat dieses eigentümliche Mittagsmaximum wiederholt beobachtet. Im Winter tritt das Morgenmaximum später und das Abendmaximum früher ein als im Sommer, ein Umstand, der auf einen Zusammenhang mit dem Sonnenauf- und Untergang hindeutet.

Zur genaueren Besprechung der Tageskurve lösen wir sie nach der Besselschen Formel in eine Sinusreihe auf. Hiernach erscheint die tägliche Periode des Potentialgefälles in dem aus 93 normalen, ungestörten Tagen gebildeten Jahresmittel in folgender Form:

$$\frac{\partial V}{\partial n} = 98 + 25{,}8 \sin (225{,}5 + \alpha) + 12{,}3 \sin (203{,}4 + 2\alpha) + 1{,}5 \sin (137{,}7 + 3\alpha)$$

Die Kurve ist also ihrem Wesen nach eine einfache Welle, der eine schwächere doppelte

1) Diese Zeitschr. 5, 106, 1904.

2) Die ausführlichere Bearbeitung des Beobachtungsmateriales findet sich: Wiener Ber. 112, Abt. IIa., 1137, 1903.

1) A. B. Chauveau, Étude de la variation diurne de l'électricité atmosphérique. Paris 1902. S. 74 und 81.

Tabelle.

		12h	1h	2h	3h	4h	5h	6h	7h	8h	9h	10h	11h
Vormittag	Winter	94	83	76	73	75	85	102	118	123	135	139	138
	Sommer	60	56	53	50	52	60	79	86	87	84	84	82
	Jahr	74	68	63	61	62	71	87	100	104	112	111	109
Nachmittag	Winter	136	141	147	147	141	138	145	155	147	133	121	109
	Sommer	78	75	78	81	80	79	80	87	88	83	70	64
	Jahr	108	111	117	119	111	115	120	123	119	109	97	87

Welle übergelagert ist. Eine Trennung des Beobachtungsmateriales nach Sommer- und Wintermonaten zeigt, dass das Verhältnis der Amplituden der beiden ersten Wellen und somit auch die Grösse der Mittagsdepression keineswegs konstante, sondern merklich variable Grössen sind. Es ergeben sich nach dieser Unterscheidung die folgenden zwei Reihen:

1. Für Wintermonate:

$$\frac{\partial V}{\partial n} = 120 + 33{,}6 \sin(224{,}4 + \alpha)$$
$$+ 14{,}0 \sin(193{,}6 + 2\alpha)$$
$$+ \ 1{,}8 \sin(166{,}5 + 3\alpha)$$

2. Für Sommermonate:

$$\frac{\partial V}{\partial n} = 74 + 12{,}3 \sin(240{,}7 + \alpha)$$
$$11{,}3 \sin(209{,}3 + 2\alpha)$$
$$2{,}1 \sin(134{,}3 + 3\alpha)$$

Wie aus diesen Reihen ersichtlich ist, nähert sich der Gang des Potentialgefälles in den Wintermonaten stark der einfachen Welle, während in den Sommermonaten der Typus der doppelten Periode deutlich zu erkennen ist; doch überwiegt auch in diesen Monaten noch immer die einfache Tageswelle.[1])

Diese Erscheinung bestätigt die Richtigkeit der Resultate, zu denen Exner[2]) in seinen Untersuchungen über die tägliche Periode der Luftelektrizität gelangt ist. Nach Exner ist die an den meisten Orten beobachtete Mittagsdepression des Potentialgefälles einer durch die Insolation des Bodens über den Beobachtungsort sich erhebenden Staubschicht zuzuschreiben, die durch die mitgeführte negative Ladung das normale positive Gefälle schwächt. Da in Kremsmünster infolge der reichen Vegetation und der günstigen Lage auf dem Lande die Vorbedingungen für die Bildung einer derartigen Staubschicht fast vollständig fehlen; ist es auch begreiflich, dass im täglichen Gange des Potentialgefälles die einfache Welle vorherrscht. Wie Exner ferner hervorhebt, geht mit der Mittagsdepression des Potentialgefälles in der Regel auch eine Depression der ultravioletten Strahlung parallel. Nach P. Schwabs mehrjährigen photochemischen Beobachtungen gehört auch die Strahlungsdepression in Kremsmünster zu den seltenen Ausnahmen.

Alle diese Thatsachen sprechen für die Richtigkeit der Vermutung, dass der normale tägliche Verlauf des Potentialgefälles durch eine einmalige Periode gegeben ist und das häufig beobachtete Mittagsminimum als eine Störung anzusehen ist, die insbesonders in der heissen Jahreszeit und an trockenen Orten zur Geltung kommt und um so geringer wird, je mehr der Kollektor dem unmittelbaren Einfluss des Erdbodens entzogen ist.

Ein Vergleich des täglichen Ganges des Potentialgefälles mit jenem der Elektrizitätszerstreuung zeigt, dass die beiden Variationen im grossen und ganzen parallel verlaufen. Daraus folgt einerseits, dass der Einfluss der Zerstreuung auf das Potentialgefälle kein so unmittelbarer und plötzlich wirkender ist, dass jede Steigerung der Zerstreuung sogleich ein Sinken des Potentialgefälles zur Folge hätte; anderseits, dass die tägliche Variation des Potentialgefälles nicht durch die Elektrizitätszerstreuung erklärt werden kann. Ein Zusammenhang der Zerstreuung mit der Grösse der Mittagsdepression des Potentialgefälles wäre allerdings nicht ausgeschlossen.

4. Um den Einfluss der Bewölkung auf das Potentialgefälle zu prüfen, wurde der tägliche Verlauf desselben auch für bewölkte, jedoch niederschlagsfreie Tage gerechnet (Bewölkung 5—10); es handelt sich hierbei um eine Frage, die für die praktische Verwertung des Beobachtungsmaterials von nicht geringer Bedeutung ist, ob nämlich die Messungen an bewölkten Tagen zur Feststellung des normalen ungestörten Verlaufes des Potentialgefälles benutzt werden können oder nicht. Teilt man die verschiedenen Arten der Bewölkung in vier Grundtypen, so erhält man die folgenden Resultate:

a) Tage mit Stratus: Potentialgefälle sehr unregelmässig.

b) Tage mit Nimbus:

$$\frac{\partial V}{\partial n} = 74 + 17{,}4 \sin(213{,}5 + \alpha)$$
$$3{,}9 \sin(180{,}6 + 2\alpha)$$
$$2{,}2 \sin(228{,}5 + 3\alpha)$$

c) Tage mit Cumulus:

$$\frac{}{\partial n} = 72 + 10{,}0 \sin(241{,}1 + \alpha)$$
$$9{,}6 \sin(196{,}1 + 2\alpha)$$
$$5{,}1 \sin(55{,}3 + 3\alpha)$$

d) Tage mit Cirrus:

$$\frac{\partial V}{\partial n} = 90 + 21{,}0 \sin(220{,}9 + \alpha)$$
$$10{,}4 \sin(181{,}0 + 2\alpha)$$
$$1{,}3 \sin(180{,}0 + 3\alpha)$$

Hierbei ist zu bemerken, dass ein Tag als einer dieser vier Gruppen angehörig betrachtet wurde, wenn für den grössten Teil des Tages die betreffende Wolkenform notiert wurde. Tage mit augenscheinlichen elektrischen Störungen wurden von vornherein ausgeschlossen.

An Tagen mit einer dichten Stratusschicht erfährt das Potentialgefälle eine auffallende Störung. Der tägliche Verlauf ist unregel-

1) Vgl. Chauveau, l. c.

2) F. Exner, Über die tägliche Periode der Luftelektrizität, Wiener Ber. 1901. S. 385.

mässig, die Absolutwerte sind in der Regel abnorm niedrig und häufig auch negativ.

Niederschlagsfreie Nimbustage zeigen nicht selten einen anscheinend ungestörten Verlauf des Potentialgefälles. Die obige Reihe ist aus 15 solchen Tagen abgeleitet. Die tägliche Periode ist deutlich einfach; die Halbtagswelle, die $4\frac{1}{2}$ mal schwächer ist als die Tageswelle, tritt hier noch weit mehr zurück als an heiteren Tagen. Dies mag wohl darin seinen Grund haben, dass an den Tagen mit Nimbus von einer die Mittagsdepression erzeugenden störenden Staubschicht in der Atmosphäre kaum die Rede sein kann.

An den Tagen, an denen Cumulus und Cirrus vorherrschen, ist der Verlauf des Potentialgefälles vollkommen regelmässig und periodisch. Wie die obigen Reihen zeigen, hat die für Cumulustage resultierende Kurve (abgeleitet aus 16 Tagen) sowohl bezüglich des Verhältnisses der beiden ersten Amplituden, als auch in Bezug auf die Phasenzustände denselben Charakter, wie die früher für heitere Sommertage gefundene, entsprechend dem häufigeren Vorkommen der Cumuli in der heisseren Jahreszeit; jene Tage jedoch, an denen Cirrus notiert wurde — die Anzahl dieser Tage ist 50 — ergeben nahezu denselben Verlauf des Potentialgefälles, wie er in der Jahreskurve für heitere Tage zum Ausdruck kommt.

Was die Absolutwerte anbelangt, ergiebt sich nach Berücksichtigung der Verteilung der benutzten Tage auf die einzelnen Monate, dass dieselben an Tagen mit Nimbus und Cumulus im Vergleich zu den Resultaten bei heiterem Wetter um 37% bzw. 5% zu tief liegen, während sie an Tagen mit Cirrus im Durchschnitt um 2% erhöht erscheinen.

Die Bewölkung bewirkt also im allgemeinen eine Erniedrigung der Gefällswerte, die um so mehr hervortritt, je näher die Wolke dem Erdboden ist. Aus dem Gesagten folgt für die praktische Verwertung des Beobachtungsmateriales, dass die Tage mit Cumulus und Cirrus und den verschiedenen Übergangsformen derselben, falls nicht evidente Störungen des elektrischen Gleichgewichtes vorliegen, für die Bestimmung des normalen Verlaufes des Potentialgefälles unbedenklich verwendet werden können.

5. Weiter wurden die Messungen des Potentialgefälles mit dem gleichzeitig herrschenden Dampfdrucke und der Temperatur verglichen; es ist im Mittel um so grösser, je geringer Dampfdruck und Temperatur sind. Eine aus 19428 Einzelnregistrierungen abgeleitete Tabelle ergiebt für die beiden um 48° C. voneinander abstehenden Temperaturextreme Gefällswerte, die sich wie 3:1 verhalten.

6. Das umfangreiche Beobachtungsmaterial gestattete auch eine Prüfung des von Ekholm und Arrhenius[1]) gefundenen Zusammenhanges zwischen dem Potentialgefälle und der jeweiligen Zenithdistanz des Mondes. Das Resultat einer aus 18210 Registrierungen abgeleiteten Tabelle ist ein durchaus negatives; ein Einfluss der Zenithdistanz des Mondes auf das Potentialgefälle ist in keinerlei Weise bemerkbar. Ebenso fehlt eine mondmonatliche Periode. Hiernach erscheint es wahrscheinlich, dass der von Ekholm und Arrhenius hauptsächlich für arktische Gegenden gefundene Parallelismus nicht auf einen direkten Einfluss des Mondes, sondern auf irgendwelche andere, den arktischen Gegenden charakteristische Erscheinungen von mehr lokaler Natur, etwa auf das periodische Auftreten der Polarlichter, zurückzuführen ist.

7. Eine statistische Zusammenstellung der Tage nach der Häufigkeit und der Dauer des negativen Potentialgefälles ergab, dass von 405 Beobachtungstagen 179 Tage (= 44%) durchaus positives, 225 Tage (= 56%) sowohl positives als auch negatives Gefälle zeigten. Ein einziger Tag besitzt durchaus negative Werte; es ist dies ein kalter Wintertag (17. Januar 1903) mit scharfem eisigem Ostwind.

Die Häufigkeit des negativen Potentialgefälles besitzt eine tägliche Periode mit einem Maximum in den ersten Nachmittagstunden und einem Minimum um Mitternacht.

Was die wirkliche Dauer des negativen Potentialgefälles anbelangt, ergab sich, dass bei 90% der gesamten Beobachtungszeit das Gefälle positiv, bei 10% negativ war.

8. Eine Kontrolle für die Wirksamkeit der Radiumelektrode und deren Abhängigkeit von der herrschenden Windrichtung ergaben die oben erwähnten Vergleichsmessungen mit dem Flammenkollektor. Natürlich kann es sich hier nur um schwache Winde handeln, bei denen eben eine Messung mit dem Flammenkollektor möglich ist. Teilt man die Windrichtungen derart in zwei Gruppen, dass man in die eine Gruppe jene Winde rechnet, die die Radiumelektrode von vorne treffen, also von der Elektrode gegen die Mauer zu wehen, in die andere Gruppe alle übrigen Winde, und ordnet man alle Vergleichsbeobachtungen nach diesem Gesichtspunkte, so erhält man das Resultat, dass die Radiumelektrode bei Winden, die von der Elektrode gegen die Mauer wehen, im Durchschnitt um 1% niedrigere Werte angiebt, als bei entgegengesetzter Windrichtung. Vorausgesetzt, dass diese ganz innerhalb der Fehlergrenze der Betrachtung liegende Erniedrigung der Werte keine zufällige ist, sondern wirklich auf eine Abhängigkeit der Wirksamkeit der Radiumelektroden von der Windrichtung zurückgeht, so ist dieselbe doch

1) Ekholm und Arrhenius, Bihang Till Ko. Svenska Vetensk. Akademiens Handlingar. Bd. 19. Afd. 1, 1894 und Bd. 20. Afd. 1, 1895.

so gering, dass dieser Nachteil gegenüber den anderweitigen grossen Vorzügen der Radiumelektroden vollständig verschwindet.

Wien, II. physik. Institut, Febr. 1904.

Der Lichtbogen zwischen Quecksilber und Kohle.

Von L. Cassuto.

An dem Lichtbogen zwischen Quecksilber und Kohle wurden mittels folgender Versuchsanordnung Messungen angestellt. Das Glasgefäss, in dem der Lichtbogen entzündet wurde, war eine 5,4 cm weite, 10,6 cm hohe cylindrische Röhre; seine Achse stand vertikal; auf seinem Boden befand sich Quecksilber. Dieses diente als die eine Elektrode, indem ihm von unten Strom zugeleitet wurde. Als zweite Elektrode war ihm ein 5 mm dicker Kohlenstift in der Achse des Cylinders vertikal gegenübergestellt. Das ganze Gefäss tauchte in ein zweites Gefäss bis zum oberen in eine enge Röhre ausgezogenen Teil, durch welchen die Kohle eingeführt war; durch dieses zweite Gefäss floss Leitungswasser und hielt das innere Gefäss auf niedriger Temperatur.

Es wurden für die Stromrichtung Kohle-Quecksilber und für die Richtung Quecksilber-Kohle bei verschiedenen Elektrodenabständen Messungen der Elektrodenspannung und Stromstärke angestellt. In den Fig. 1 und 2 sind derartige Messungsreihen graphisch wiedergegeben.

Fig. 1.

Fig. 2.

Die Fig. 3 ist auf Grund dieser Messungen konstruiert, indem für einzelne Werte der Stromstärke aus den Fig. 1 und 2 die zusammengehörigen Werte von Elektrodenspannung und Elektrodenabstand entnommen sind. Wie die Fig. 3 direkt erkennen lässt, ist bei gleicher Stromstärke und gleichem Elektrodenabstand die Elektrodenspannung des Lichtbogens grösser für Quecksilber als Kathode und Kohle als Anode denn für Quecksilber als Anode.

Stellt man die Elektrodenspannung V wieder in erster Annäherung (vergl. folgende Abhandlung S. 267) als lineare Funktion des Elektrodenabstandes l dar ($V = C + g \cdot l$), so ergiebt sich an der Hand der Fig. 3 folgendes. Die Konstante C, die Summe aus Anoden- und Kathodenfall, ist für beide Stromrichtungen nahezu die gleiche; dagegen ist das Spannungsgefälle g in der Säule des Lichtbogens grösser für Quecksilber als Kathode denn für Quecksilber als Anode.

Diese Abhängigkeit des Spannungsabfalles in der Lichtbogensäule von dem Vorzeichen der Quecksilberelektrode dürfte sich in folgender Weise erklären. Die Säule des Lichtbogens zwischen Quecksilber und Kohle zeigt unab-

Fig. 3.

hängig von der Stromrichtung fast auf ihrer ganzen Länge das bläuliche Licht des Quecksilberdampfes. Dies rührt daher, dass Quecksilber sowohl als Kathode wie als Anode viel stärker verdampft als die feste Kohle. Die Lichtbogensäule erhält also unabhängig von der Stromrichtung ihren Dampf von der Quecksilberelektrode. Nun aber ist die Verdampfung[1]) einer Quecksilberanode grösser als diejenige einer Quecksilberkathode, weil der Spannungsabfall an jener grösser ist als an dieser. Von einer Quecksilberanode erhält also die Lichtbogensäule mehr Dampf zugeführt als von einer Quecksilberkathode. Nun ist aber der Spannungsabfall in der Lichtbogensäule abhängig von der ihr aus den Elektroden zugeführten Dampfmenge; er wächst, wenn diese abnimmt. Folglich muss der Spannungsabfall in der Lichtbogensäule für die stärker verdampfende Quecksilberanode kleiner sein als für die schwächer verdampfende Quecksilberkathode.

J. E. Ives[2]) hat einen Stromkreis, der eine grössere Selbstinduktion enthielt, zwischen Quecksilber und einem Stift aus festem Metall (Eisen, Platin) unterbrochen und die Kapazität bestimmt, welche parallel zur Unterbrechungsstelle gerade ausreicht, den Unterbrechungsfunken stark zu reduzieren. Diese Kapazität ergab sich als abhängig von der Stromrichtung. Für das Quecksilber als Anode war eine grössere Kapazität notwendig zur Reduktion des Funkens denn für das Quecksilber als Kathode. Diese Asymmetrie des Quecksilberunterbrechers dürfte sich erklären aus der oben beschriebenen Abhängigkeit der Elektrodenspannung von der Stromrichtung des Lichtbogens zwischen Quecksilber und einer festen Elektrode. Sowie die elektromotorische Kraft des Extrastromes bei der Unterbrechung grösser als die Minimalspannung des Lichtbogens zwischen Quecksilber und dem Unterbrecherstift ist, entzündet sich zwischen diesen bei der Unterbrechung ein kurz dauernder Lichtbogen (intensiver Funken). Dieser Lichtbogen beansprucht bei gleicher Stromstärke eine grössere Elektrodenspannung, wenn das Quecksilber negativ, als wenn es positiv ist. Durch Parallelschaltung von Kapazität kann die Elektrodenspannung des Lichtbogens und damit die Intensität des Funkens reduziert werden. Durch die gleiche Kapazität wird der bei der Unterbrechung gezündete Lichtbogen stärker geschwächt, wenn er das Quecksilber zur Kathode und damit eine grössere Elektrodenspannung hat, als wenn das Quecksilber die stärker verdampfende Anode ist.

1) J. Stark u. M. Reich, diese Zeitschr. **4**, 321, 1903.
2) J. E. Ives, Phys. Rev. **17**, 175, 1903.

Göttingen, 17. Februar 1904.

(Eingegangen 25. Februar 1904.)

Der Lichtbogen zwischen gekühlten Elektroden.

Von J. Stark und L. Cassuto.

§ 1. Einleitung. — In der Ionentheorie des Lichtbogens[1]), die der eine von uns gegeben hat, ist dargelegt worden, dass hohe Temperatur der Kathode die Existenzbedingung des Lichtbogens ist; „hohe Temperatur in der kathodischen Strombasis des Lichtbogens ist eine hinreichende und, wie wir annehmen wollen, die notwendige Bedingung dafür, dass aus der Lichtbogenkathode in den angrenzenden Dampfraum negative Elektronionen in grosser Zahl übertreten.“ Der Lichtbogen ist nach dieser Theorie wohl ohne hohe Temperatur der Anode, aber nicht ohne hohe Temperatur der Kathode möglich.

Abgesehen von der Rolle, welche die Temperatur an der Kathode spielt, hat sie einen Einfluss auf die innere elektromotorische Kraft an den Elektrodenoberflächen. Es wurde (a. a. O. S. 691) gezeigt, dass die Emission negativer Elektronionen als innere elektromotorische Kraft an den Elektroden wirkt und zwar an der Kathode im Sinne der Elektrodenspannung, an der Anode in entgegengesetzter Richtung. Nun lässt sich zwar nach der Theorie nicht die kathodische, wohl aber die anodische Strombasis von Weissglut auf niedrige Temperatur bringen; diese Temperaturerniedrigung der Anode muss von einer Verringerung der inneren elektromotorischen Kraft an der Anode begleitet sein.

Drittens ist die Temperatur der Elektroden für den Lichtbogen insofern von Bedeutung, als sie seiner Lichtsäule den Metalldampf aus den Elektroden liefert. Wie dargelegt worden ist (a. a. O. S. 677), sendet im allgemeinen sowohl die Anode als die Kathode dank ihrer hohen Temperatur Dampf in den Lichtbogen. Durch die Menge und chemische Natur dieses Dampfes wird der Spannungsabfall in der Bogenlichtsäule bedingt. Je mehr in der Bogenlichtsäule das Gas der Umgebung im Verhältnis zu dem Metalldampf aus den Elektroden überwiegt, desto mehr steigt das Spannungsgefälle im Lichtbogen. Das Gas der Umgebung kann sich entweder mit dem Metalldampf mischen oder in einem Stück der Lichtsäule allein ohne Metalldampf vorhanden sein. Verringerung der Elektrodentemperatur hat zur Folge eine Abnahme in der Verdampfung der Elektroden und damit eine Zunahme des Spannungsabfalles in der Bogenlichtsäule.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **12**, 673, 1903 (eingegangen 15. Juli 1903). Unabhängig kam J. J. Thomson zu der gleichen Ansicht, dass in der kathodischen Strombasis des Lichtbogens eine Emission negativer Elektronen statthabe. Conduction of electricity through gases, p. 424, Datum des Vorwortes, August 1903. Neuerdings hat sich W. Mitkevitch (Russ. phys.-chem. Ges. Nov. 1903) der gleichen Ansicht angeschlossen.

In der vorliegenden Untersuchung haben wir uns zwei Aufgaben gestellt. Erstens sollten Methoden aufgesucht werden, welche eine Abkühlung der Elektroden des Lichtbogens gestatten. Zweitens sollte untersucht werden, ob die drei von der Theorie vorhergesagten Wirkungen der Elektrodentemperatur auf den Lichtbogen in der Erfahrung sich zeigen. Nach Lösung der methodischen Aufgabe und nach Analyse des Erscheinungskomplexes kann eine weitere Untersuchung quantitative Messungen sich zur Aufgabe machen.

Über den Einfluss einer Abkühlung der Elektroden des Lichtbogens auf seine Elektrodenspannung und Stromstärke liegen bereits Untersuchungen[1]) vor. Sie haben indes zu widersprechenden Resultaten geführt.

§ 2. Unterdrückung einer Erhitzung und Verdampfung der Elektroden. — Nach dem Vorgang von Tommasi[2]) haben wir U-förmige Messingröhren, die von Wasser durchströmt waren, als Lichtbogenelektroden verwendet. Mit dieser Methode lässt sich zwar verhindern, dass die Elektroden auf eine grössere Ausdehnung eine hohe Temperatur annehmen. Bei grösserer Stromstärke bleibt aber die Temperatur in der anodischen und kathodischen Strombasis immer noch so hoch, dass beide Metalldampf aussenden; der Temperaturgradient zwischen der durchströmten Oberfläche und dem Innern der Elektrode muss also in diesem Falle sehr gross sein.

Eine Methode, welche die Erhitzung und Verdampfung einer Elektrode auch noch bei 7 Ampère Stromstärke zu unterdrücken gestattet, besteht darin, der einen Elektrode eine grosse Wärmekapazität zu geben und sie an der zweiten, feststehenden Elektrode vorbeirotieren zu lassen. Wir brachten diese Methode in zweierlei Art zur Anwendung. Als feststehende Elektrode diente ein Kohlenstift, die andere Elektrode wurde auf der Achse eines Elektromotors befestigt. In dem einen Falle war sie ein mit Eis gefüllter, 4 cm hoher, 8,2 cm weiter Hohlcylinder aus Messing; die Rotationsachse stand vertikal; gegenüber der oberen horizontalen Deckfläche in der Nähe des Randes wurde der Kohlenstift in vertikaler Richtung gestellt (Fig. 1). In dem zweiten Falle war die rotierende Elektrode ein Cylinder aus Kohle von 6 cm äusserem Durchmesser und 0,6 cm Dicke; die Rotationsachse stand horizontal, ebenso die feststehende Elektrode (Fig. 2). Für beide Fälle ergaben sich folgende Resultate. Durch genügend schnelle Rotation lässt sich die Erhitzung und Verdampfung der rotierenden Elektrode unterdrücken; der Lichtbogen stellt sich in die Richtung der Rotation ein (Fig. 1 und 2). Der Lichtbogen ist möglich zwischen einer rotierenden Anode und einer feststehenden hochtemperierten Kathode; er ist unmöglich zwischen einer rotierenden Kathode und einer feststehenden Anode. Zündet man den Lichtbogen bei ruhender Kathode und setzt diese dann langsam in Bewegung, so bleibt die weissglühende kathodische Strombasis unverändert an ihrer Stelle haften, folgt somit der Bewegung, der Lichtbogen ist dadurch gezwungen, sich zu verlängern und erlischt, sowie er eine gewisse Länge überschreitet. Die kathodische Strombasis des Lichtbogens kann also nicht von einer Stelle hoher Temperatur nach einer Stelle niedriger Temperatur überspringen, wohl aber ist dies der anodischen Strombasis möglich. Zu quantitativen Messungen ist die Methode der rotierenden Elektrode nicht geeignet, da sie die Länge des Lichtbogens nicht genau zu bestimmen gestattet.

Fig. 1. Fig. 2.

Eine zweite Methode zur Unterdrückung der Erhitzung der Elektrode besteht darin, nur eine kleine Stromstärke (kleiner als 0,5 Amp.) anzuwenden und die eine Elektrode durch einen Wasserstrom in ihrem Innern zu kühlen. Die Anwendung dieser Methode erfordert aber hohe Spannung (grösser als 400 Volt); da nämlich bei kleiner Stromstärke und der künstlichen Unterdrückung der Dampfentwicklung aus einer Elektrode der Anteil des umgebenden Gases an der Bogenlichtsäule gross ist verglichen mit dem Anteil des Dampfes, so ist der Spannungsabfall in ihr sehr gross (vergl. § 4). Wir stellten unsere Versuche mit einer elektromotorischen Kraft von 1850 Volt an; als obere Elektrode diente ein mit Calciumoxyd überzogener Platindraht oder ein zugespitzter Kohlenstift, als untere Elektrode eine dicke kalte Messingröhre mit einem kurzen Stifteinsatz aus Eisen (vergl. Fig. 4). Es ergaben sich folgende Resultate. Bei kleiner Stromstärke ist der Lichtbogen zwischen einer kalten Kathode und einer erhitzbaren Anode unmöglich, ein Glimmstrom zwischen ihnen vermag sich nicht in den Lichtbogen zu verwandeln. Dagegen ist zwischen einer weissglühenden Kathode und einer kalten Anode der Lichtbogen

1) Ch. R. Cross u. W. E. Shepard, Proc. Amer. Acad. **22**, 227, 1886; Lecher, Wien. Ber. **95**, 992, 1887; Wied. Ann. **33**, 609, 1888; Arons, Wied. Ann. **58**, 81, 1896; R. Herzfeld, Wied. Ann. **62**, 442, 1897; G. Schulze, Diss., Hannover 1902; verg. Monasch, Der elektrische Lichtbogen, Berlin 1904, S. 54.

2) Tommasi, Compt. rend. **93**, 716, 1881.

möglich; hierbei sendet allein die Kathode Dampf aus; dieser erfüllt nur eine kurze Strecke der positiven Lichtsäule; deren übriger Teil zeigt das bläulichrote Licht der positiven Lichtsäule in Luft.[1]) Diese Methode der kleinen Stromstärke gestattet auch quantitative Messungen.

§ 3. Unipolarität des Lichtbogens zwischen Metall und elektrolytischer Flüssigkeit, Unipolarität des Wehnelt-Unterbrechers. — Der Grundgedanke einer dritten Methode ist folgender. Um eine Erhitzung einer Elektrode zu verhindern, kann man als Material derselben eine elektrolytische Flüssigkeit wählen, die schon bei niedriger Temperatur verdampft. Wir wandten zu diesem Zweck eine konzentrierte Zinksulfatlösung an (Fig. 3); ihr Volumen war zum Zweck guter Abkühlung gross gewählt. Um erstens den

Fig. 3.

elektrolytischen Widerstand möglichst zu reduzieren und zweitens die Strombasis unter die obere Elektrode zu verlegen, war eine (kühlbare) Messingröhre in vertikaler Richtung bis auf wenige mm Abstand von der Oberfläche in die Lösung geschoben. Als elektromotorische Kraft diente eine Starkstromquelle von 430 Volt elektromotorischer Kraft. Es ergaben sich folgende Resultate.

Zwischen einer Kathode aus Kohle und einer Zinksulfatlösung als Anode ist ein Lichtbogen möglich. Zwischen einer Zinksulfatlösung als Kathode und einer metallischen Anode ist ein Lichtbogen unmöglich; bei Anwendung einer genügend grossen elektromotorischen Kraft (430 oder 1860 Volt) erhält man in diesem Falle wohl einen Glimmstrom, aber dieser vermag sich nicht in einen Lichtbogen zu verwandeln. Auch diese Methode der elektrolytischen Elektrode ist einer quantitativen Behandlung fähig.

Die vorstehenden Resultate enthalten die Erklärung der Unipolarität des Wehnelt-Unterbrechers. Bei diesem dient als eine Elektrode ein kurzer Platinstift, als zweite Elektrode Schwefelsäure rings um den Stift. Es ist bekannt, dass, wenn der Unterbrecher funktionieren soll, der Platinstift Anode, die Säure Kathode sein muss. Ist der Stift Kathode, so erhält man zwar auch Unterbrechungen oder Stromschwankungen; diese sind aber nicht so abrupt und regelmässig, und der Versuch endigt in der Regel damit, dass der kathodische Platinstift zerstört wird. Bei der Stromrichtung Stift-Säure kann sich zwischen dem Stift als Anode und der Säure als Kathode nie ein Lichtbogen entzünden, höchstens stellt sich ein kurz dauernder schwacher Glimmstrom zwischen ihnen her dank einer grossen elektromotorischen Kraft des Extrastromes; sofort nach Unterbrechung kann bei Dampfkondensation wieder Stromschluss eintreten. Bei der Stromrichtung Säure-Stift kann dagegen an der metallischen Kathode leicht ein Lichtbogen sich zünden, die Unterbrechung verlangsamen und unregelmässig machen und bei längerer Dauer den kathodischen Platinstift abschmelzen.

Wenn man in der von uns gebrauchten Versuchsanordnung bei offenem Strome den Kohlenstift erst zur Berührung mit der Zinksulfatlösung bringt und dann wieder ein wenig über deren Fläche emporzieht, so dass durch die Wirkung der Kapillarität ein Tropfen Flüssigkeit Stift und Lösung verbindet, so ergiebt sich bei Schliessung des Stromes folgendes. Ist der Stift Anode, die Lösung Kathode, so wird bei Stromschluss der beide verbindende Tropfen verdampft und der Strom sofort wieder unterbrochen. Ist der Stift Kathode, die Lösung Anode, so verdampft bei Stromschluss zwar der Tropfen ebenfalls momentan, aber sofort stellt sich auch ein Lichtbogen zwischen Lösung und Stift her.

§ 4. Der Spannungsabfall im Lichtbogen bei Abkühlung der Elektroden. — Aus dem Vorstehenden folgt, dass die hohe Temperatur der Kathode des Lichtbogens nicht erniedrigt werden kann, ohne dass der Lichtbogen erlischt; wohl aber kann die Temperatur der Anode beliebig erniedrigt werden. Hieraus ergiebt sich weiter, dass eine Erniedrigung der Temperatur der Elektroden nicht die innere elektromotorische Kraft an der Kathodenoberfläche, wohl aber diejenige an der Anodenoberfläche zu beeinflussen vermag. Gleichzeitig wird auch der Spannungsabfall in der Säule des Lichtbogens geändert.

Die Elektrodenspannung V des Lichtbogens setzt sich aus drei Teilen zusammen; erstens dem Spannungsabfall k an der Kathodenoberfläche (Kathodenfall), zweitens dem Spannungsabfall a an der Anodenoberfläche (Anodenfall), drittens dem Spannungsabfall in der Säule, welcher nahezu proportional der Länge l derselben ist. Es ist also $V = k + a + g.l = C + g.l$. Die Konstante C enthält also den Anoden- und Kathodenfall. Jener stellt die

1) Vergl. J. Stark, diese Zeitschr. 5, 83, 1904.

Spannungsdifferenz dar, welche zur Kompensation der inneren elektromotorischen Gegenkraft an der Anode notwendig ist. Eine Verkleinerung von C bei Erniedrigung der Elektrodentemperatur bedeutet nach dem Obigen nicht eine Veränderung von k, sondern eine Verkleinerung des Anodenfalles a.

Wir untersuchten nun den Einfluss einer Erniedrigung der Temperatur der Elektroden auf die Lichtbogengleichung mittels folgender Methode. Zum Zweck der Abkühlung wurden Elektroden verwendet, wie sie Fig. 4 zeigt. In eine 1,7 cm weite Messingröhre war central eine 0,7 cm weite eingeführt; durch beide wurde ein Wasserstrom geleitet. Die weite Röhre war oben mit einer Messingscheibe verschlossen; in

Fig. 4.

diese war central eine 5 mm weite, 3 mm tiefe cylindrische Höhlung gebohrt. In diese konnten Stifte aus beliebigem Material eingesetzt werden.

Es wurden nun einmal Messungsreihen an den in den Messingröhren befestigten gekühlten Elektroden aufgenommen, sodann an ungekühlten Elektroden ohne Verwendung der Messingröhren. Die Resultate mit Kohlenelektroden zeigten für die zwei Fälle keine so grossen Unterschiede, dass sich etwas Sicheres behaupten liesse; dies war zu erwarten, da bei Kohle wegen ihres schlechten thermischen Leitvermögens eine Abkühlung noch schwieriger ist als bei besser leitendem Metall. Wir teilen darum lediglich Beobachtungen an Kupferelektroden mit. Bei den Messungen ohne Abkühlung waren die Kupferelektroden 3,4 cm lange, 0,55 cm dicke cylindrische Stifte, sie waren zur Verringerung der Abkühlung durch Leitung in kurzen dicken Kohlenstäben befestigt. Die Fig. 5 und 6 geben mehrere Beobachtungsreihen graphisch wieder.

Mit Hilfe der V, i-Kurven kann man für $i =$ *const.* verschiedene V, l-Kurven konstruieren, indem man aus ihnen für einen bestimmten Wert der Stromstärke die zusammengehörigen Werte der Elektrodenspannung und des Elektrodenabstandes entnimmt. Auf diese Weise wurde Fig. 7 erhalten. Verbindet man die Punkte in Fig. 7 in erster Annäherung durch die lineare Relation $V = C + g.l$, so ergiebt sich folgendes.

Fig. 5.

Für heisse ungekühlte Elektroden ist der Wert des Spannungsgefälles g (Spannungsdifferenz auf 1 cm) in der Lichtsäule

Fig. 6.

kleiner als für gekühlte Elektroden. Dies erklärt sich daraus, dass die Abkühlung eine Verringerung der Dampfmenge in der positiven

Fig. 7.

Lichtsäule zur Folge hat. Aus dem gleichen Grunde erklärt sich das schnelle Anwachsen der Elektrodenspannung der Lichtsäule bei kleiner Stromstärke mit weiterem Sinken derselben; mit abnehmender Stromstärke nimmt nämlich die Verdampfung der Elektroden und damit die Dampfmenge ab und infolgedessen wächst das Spannungsgefälle g in der Lichtsäule; dieses ist um so kleiner, je grösser die Stromstärke ist.

Die Konstante C in der Lichtbogengleichung $V = C + g.l$ ist für heisse Elektroden grösser als für gekühlte. Dies erklärt sich daraus, dass der Anodenfall a und somit die innere elektromotorische Kraft an der Anode durch Erniedrigung der Temperatur der Anode verringert wird. Eine derartige Abnahme der Konstanten C bei Abkühlung der Anode haben auch Ch. R. Cross und W. E. Shepard (a. a. O.) gefunden. In ihren Beobachtungen war bei gewöhnlicher Versuchsanordnung mit Kohlenelektroden $C = 39$, bei Erhöhung der Anodentemperatur $C = 46{,}9$, bei Abkühlung der Anode $C = 5{,}6$ Volt.

§ 5. Deformation der Elektrodenoberfläche durch den Lichtbogen; Druck im Gleichstromlichtbogen. — Brennt man den Lichtbogen zwischen Kohlenstiften, die nach der in § 4 beschriebenen Methode gekühlt werden, verringert man also die Oxydation durch den umgebenden Sauerstoff, oder lässt man ihn noch besser in Kohlensäure brennen, so gräbt sowohl die kathodische wie die anodische Strombasis sich kraterförmig in die Kohle. Durch die Abkühlung ist nämlich die Destillation der Kohle von der sonst sehr heissen positiven Kohle nach der Kathode reduziert; infolgedessen kann die Verdampfung in der hochtemperierten kathodischen Strombasis unverdeckt ebenfalls in der Ausbildung eines Kraters sich kund thun.

Dass im Vakuum beim Quecksilberlichtbogen die Basis des kathodischen Lichtbüschels eine kleine Vertiefung in die Quecksilberoberfläche treibt, ist eine mehrfach beschriebene Erscheinung.[1]) Diese Depression erklärt sich daraus, dass infolge der hohen Temperatur in der kathodischen Strombasis hier eine intensive Verdampfung erfolgt und einen Überdruck gegenüber dem Gasdruck der Umgebung erzeugt; eben dieser Überdruck befördert den Metalldampf von der kathodischen Strombasis weg in die Lichtsäule hinein. Ist die ganze Anodenoberfläche des Quecksilberlichtbogens im Vakuum anodische Strombasis, so ist an allen Punkten infolge der Verdampfung der gleiche Überdruck vorhanden, und es ist an keiner Stelle der Anode eine solche Vertiefung wie an der kathodischen Strombasis wahrnehmbar. Wenn dagegen der grösste Teil der Anodenoberfläche mit fein verteiltem unschmelzbaren Oxyd bedeckt und dadurch die anodische Strombasis nur auf einen kleinen Bezirk beschränkt ist, so zeigt sich hier die gleiche Vertiefung wie an der kathodischen Basis infolge des Überdruckes in dem hervorbrechenden Dampfstrahl. Wie im Vakuum so tritt auch bei atmosphärischem Druck in der kathodischen Strombasis des Quecksilberlichtbogens jene Vertiefung auf und zeigt das Vorhandensein eines Überdruckes an. Sie tritt ebenfalls in der anodischen Strombasis bei atmosphärischem Druck auf, da sie in diesem Falle von vornherein nur auf einen kleinen Bezirk der Anodenoberfläche beschränkt ist. Wir haben die Beobachtungen bei atmosphärischem Druck an einer ebenen Quecksilberfläche von 6 cm Radius angestellt; der Strom wurde ihr von unten central zugeführt; dem Centrum gegenüber war ein Kohlenstift vertikal gegenübergestellt.

Es ist hier vielleicht der Ort, einige Bemerkungen über den Druck im Gleichstromlichtbogen zu machen zur Klärung der widersprechenden Ansichten und Beobachtungen über diesen Punkt. Nach den vorstehenden und den früheren Darlegungen über die Dampfentwicklung aus den Elektroden des Lichtbogens ist bei hoher Temperatur sowohl in der kathodischen wie in der anodischen Strombasis ein Überdruck von Dampf gegenüber dem Druck des umgebenden Gases vorhanden; dank diesem Überdruck vermag sich ein Dampfstrom sowohl von der Anode wie von der Kathode aus in den Zwischenraum zwischen die Elektroden zu ergiessen. Die Vertiefung in der anodischen und in der kathodischen Strombasis auf einer Quecksilberelektrode ist ebensosehr ein experimenteller Nachweis jenes Überdruckes wie das Hervorströmen der Dampfbüschel aus Anode und Kathode. Bringt man in der anodischen Strombasis ein kleines Loch an und führt von diesem weg central durch die Anode einen Kanal zur Flüssigkeitskuppe eines empfindlichen Manometers, so muss dieses einen Ausschlag im Sinne eines Überdruckes zeigen, solange das Loch von der weissglühenden Dampf aussendenden anodischen Strombasis des Lichtbogens umgeben ist. In der That haben Dewar[1]), Child[2]) und Mitkevitch[3]) auf diese Weise einen Überdruck in der anodischen Strombasis konstatieren können. Bei Anwendung der vorstehenden manometrischen Methode auf die kathodische Strombasis sind zwei Fälle zu unterscheiden. Ist erstens die Stromstärke und damit die kathodische Stromdichte so gross, dass

1) J. Stark u. M. Reich, diese Zeitschr. 4, 321, 1903; J. Stark, diese Zeitschr. 4, 440, 1903.

1) Dewar, Chem. News 45, 37, 1882.
2) Child, Phys. Rev. 10, 151, 1900.
3) Mitkevitch, Journ. russ. phys.-chem. Ges. 1903, 507.

das zum Manometer führende Loch rings von der weissglühenden Dampf aussendenden kathodischen Strombasis umgeben ist, so muss auch in diesem Falle das Manometer einen Überdruck anzeigen; und in der That fand Dewar für diesen Fall (Zuspitzung der Kathode) einen Überdruck. Wenn dagegen zweitens die kathodische Strombasis nur einen Teil des Lochrandes umfasst, so wirkt der aus ihr hervorbrechende Dampfstrahl aspirierend auf das Manometer, dieses kann dann statt eines Überdruckes eine Druckverminderung anzeigen; eine solche fand Dewar in der That in einigen seiner Beobachtungen angedeutet.

Es bleibt zum Schluss noch zu erwähnen, welche Deformation der Lichtbogen an der Oberfläche einer flüssigen elektrolytischen Elektrode hervorbringt. In unseren Versuchen über den Lichtbogen zwischen einer Kohlenkathode und einer Zinksulfatlösung als Anode, grub der Wasserdampf, welcher aus der anodischen Strombasis hervorbrach, immer eine Vertiefung in die flüssige Oberfläche. War die Lösung Kathode, so zeigte sich unter der genäherten stiftförmigen Anode eine Erhebung der Oberfläche infolge der elektrischen Kraft, auch wenn kein Strom überging. Wurde ein Glimmstrom zwischen der elektrolytischen flüssigen Kathode und der festen Anode hergestellt, so war ebenfalls noch eine schwache Erhebung der kathodischen Strombasis wahrzunehmen, offenbar ebenfalls infolge der grossen elektrischen Kraft an der Kathodenfläche des Glimmstromes.[1])

Herrn Professor Riecke, der die vorstehende Untersuchung ermöglicht hat, sagen wir auch an dieser Stelle unseren ergebensten Dank.

1) Warburg, Wied. Ann. 45, 1, 1892.

Göttingen, 14. Februar 1904.

(Eingegangen 25. Februar 1904.)

Ein neuer messender Detektor für elektrische Wellen.

Von L. Heathcote Walter.

Das Fehlen eines befriedigenden messenden Detektors für elektrische Schwingungen ist so oft betont worden, dass eine Beschreibung des neuen Oszillationsgalvanometers, welches ich in Gemeinschaft mit Herrn Prof. J. A. Ewing, F.R.S., entworfen habe, jedenfalls von Interesse sein wird.

Dieses Instrument unterscheidet sich von allen bisher erfundenen Detektoren dadurch, dass die Schwingungen ihr Vorhandensein direkt und sichtbar durch eine mechanische Bewegung angeben, welche ihrer Intensität proportional ist — gerade wie ein Galvanometer auf einen kontinuierlichen Strom anspricht —, und ferner dadurch, dass solche quantitative Ablesungen sich direkt erhalten lassen über einen praktisch unbegrenzten Bezirk, ohne irgendwelche Änderung an den Luftdrähten oder anderen leitenden Massen, die zum Auffangen der Wellen verwandt werden.

Prof. Fessendsen betonte vor einiger Zeit die Unmöglichkeit, aus den Schwingungen, wegen deren ausserordentlich hoher Frequenz, eine direkte mechanische Bewegung zu erhalten. Verwendet man eine äussere Quelle (ein Drehfeld) zur Lieferung der Energie, und benutzt man die neue Eigenschaft, welche ich entdeckt habe — (dass nämlich, wenn solche Schwingungen längs eines magnetischen Drahtes verlaufen, welcher seinerseits unter dem Einfluss eines magnetischen Drehfeldes steht, alsdann die Hysteresis ausserordentlich wächst, da die Wirkung der Schwingungen darin besteht, mehr von dieser von aussen geleisteten Energie ausnutzen zu lassen) —, so wird diese Schwierigkeit überwunden; es wird dann nämlich die gleiche Wirkung erzielt, und zwar in bedeutend höherem und ausgedehnterem Masse, als wenn die direkten elektrodynamischen Wirkungen der Schwingungen benutzt würden. Das Instrument beruht, wie schon betont, auf der Zunahme der Hysteresis (im Sinne entgegen geleisteter Arbeit), die in einer Spule von Stahldraht erzeugt wird, welche in einem Drehfelde sich befindet, wenn Schwingungen durch den Draht selbst geschickt werden; solche Schwingungen erzeugen nämlich einen oszillierenden Cirkularmagnetismus, welcher sich der variablen longitudinalen Magnetisierung superponiert. Das Prinzip und die Vorversuche, welche zum Entwurf des gegenwärtigen Instruments führten, sind von Herrn Dr. Ewing und mir in einer Arbeit „A new method of Detecting Electrical Oscillations" beschrieben worden, welche wir der Royal Society in London am 11. Februar 1904 vorgelegt haben.

Kurz gesagt ist das Instrument eine Anwendung des Ewingschen Apparats zur Untersuchung der Hysteresis, und zwar ist in diesem Falle das Prüfstück feststehend, und das Magnetfeld kreist von einem Elektromotor getrieben. Die Spule ruht auf Edelsteinzapfen und wird durch eine Gegenfeder verhindert, dem Felde zu folgen. Die Wicklung auf der Spule ist durch Bifilarwicklung so nahezu induktionsfrei gemacht wie möglich und besteht aus einer Anzahl Windungen aus sehr feinem, isoliertem Stahldraht; die Ebene der Windungen steht senkrecht auf der Achse der Spule. Die Spule ist in Petroleum oder dickeres Mineralöl gebettet, je nach dem gewünschten Betrage der Dämpfung, wobei das Öl auch dazu dient, die Ablenkung stetig zu machen und die Isolation zu

verbessern. Das Instrument ist von zwei Gesichtspunkten zu betrachten, deren Anforderungen einigermassen verschiedene sind. So wird für physikalische Messungen und für Messzwecke im allgemeinen das Instrument mit einem permanenten Magnetsystem für das Feld versehen, und die Ablenkungen werden mittels Lichtzeigers und Skala gemacht, wobei ein Spiegel auf der Achse der Spule befestigt ist. Ist der Apparat in Thätigkeit, so ist eine stetige Ablenkung vorhanden, welche von der normalen Hysteresis herrührt, und der Lichtzeiger kann auf irgendeinem Skalenteil in Nullstellung gesetzt werden. Wird die Spule nun von Schwingungen getroffen, so giebt sie einen Ausschlag in derselben Richtung wie der von der normalen Hysteresis herrührende (gleiche Feldrichtung) und kehrt in die Nullstellung zurück, sobald die Schwingungen aufhören.

Das Instrument kann jede gewünschte Empfindlichkeit erhalten, zunächst dadurch, dass man der Spule und den Drahtwindungen geeignete Proportionen giebt. So wird für Messungen in der Nähe eines Funkeninduktors eine sehr kleine Spule und ein kurzer Draht von grösserem Durchmesser und kleinerem Widerstand ausreichen, und mit solchem Drahte kann eine höhere Isolation erreicht werden. Für andere Zwecke, wo ein geringer Widerstand wünschenswert sein kann, kann das Instrument mit einer Spule ausgerüstet werden, welche mit einer entweder an der Spule selbst oder ausserhalb derselben befestigten Kupferprimären versehen ist; durch diese müssen die Schwingungen gehen; dabei üben sie eine induzierende Wirkung aus auf die magnetische Wicklung, welche in solchem Falle induktiv gewickelt und in sich selbst geschlossen sein muss. Verschiedene Modifikationen solcher Wicklungen sind in der Spezifikation zum D. R. P. 148840 angegeben, so dass eine Beschreibung derselben hier überflüssig ist. Ein Instrument, welches mit einer Spule von höchster Empfindlichkeit versehen ist, kann übrigens auch für solche Messungen verwandt werden bei Anwendung eines Shuntkreises; in solchem Falle kann man eine Empfindlichkeit von gleicher Grössenordnung wie die eines gewöhnlichen Kohärers erreichen.

Für einen Empfänger für drahtlose Telegraphie sind die Anforderungen etwas andere; Empfindlichkeit (innerhalb gewisser Grenzen) und schnelles Ansprechen bilden hier die Hauptersordernisse. Jede Form von Rekorder-Apparaten kann durch die Bewegungen der Spule bethätigt werden; eine Syphonrekorder-Anordnung wurde mit befriedigenden Ergebnissen angewandt. Die für diesen Zweck benutzten Schwingungen haben auch eine viel grössere Wellenlänge und machen daher im Falle direkt erregender Verbindung (für die besten Resultate) die Anwendung beträchtlicherer Drahtlängen auf der Spule erforderlich. Benutzt man einen

Fig. 1.

Transformator oder eine Shuntverbindung, so sind die Bedingungen andere. Ich hoffe, in kurzer Zeit in der Lage zu sein, die Resultate

Fig. 2.

von Versuchen mit dieser Verbindung zu veröffentlichen. Die Figuren zeigen einen Typus des Instruments, bei dem ein Elektromagnet

Fig. 3.

das Drehfeld liefert. In Figur 1 ist das ganze Instrument angegeben. In Figur 2 sind die äusseren Hüllen entfernt, um das Magnetsystem und das Innere des Motors zu zeigen. Figur 3 zeigt die Spule in ihrer Zelle.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. Februar 1904.)

Über das ultrarote Absorptionsspektrum einiger organischer Flüssigkeiten.[1])

Von Max Iklé.

I. Historisches.

Im Jahre 1895 untersuchte Herr Friedel[2]) eine grosse Anzahl organischer Flüssigkeiten auf ihre Wärmedurchlässigkeit hin und gelangte u. a. zu dem Schlusse, dass bei der Substitution gewisser Atome bezw. Atomgruppen durch gewisse andere die Diathermanität einer Substanz jedesmal in ganz bestimmtem Sinne geändert wird. Besonders fand er sie stets beträchtlich erhöht, wenn an Stelle von Wasserstoff, Sauerstoff, Hydroxyl oder Stickstoff ein Halogen- oder Schwefelatom eingeführt wird. An diese Friedelschen Untersuchungen knüpfte alsdann Herr Zsigmondy[3]) einige Betrachtungen über den Zusammenhang zwischen der chemischen Natur einer Substanz und ihrem Durchlässigkeitsvermögen für Wärmestrahlen.

Herr Friedel beschränkte sich darauf, die Intensität der gesamten durchgelassenen Wärmestrahlung zu messen. Die von ihm benutzte Strahlungsquelle war ein Eisenblock von der Temperatur 393,5° C.[4]) Die Wellenlänge maximaler Intensität dieser Quelle bestimmte er zu 4,03 μ.[5]) Für den schwarzen Körper von der in Rede stehenden Temperatur würde sich ergeben:

$$\lambda_{Max} = \frac{2940}{393{,}5 + 273} = 4{,}4\,\mu,$$

also nicht wesentlich verschieden von dem von Herrn Friedel beobachteten Wert. — Aufschlüsse über die intramolekularen Verhältnisse der untersuchten Verbindungen lassen sich nur dadurch gewinnen, dass man, worauf auch schon Herr Zsigmondy hinweist[6]), zu spektraler Zerlegung der Wärmestrahlung übergeht.

Auf Anregung des Herrn Geheimrat Warburg untersuchte ich im physikalischen Institut der Berliner Universität während des Sommers 1902 und des folgenden Winters eine Anzahl von Flüssigkeiten nach dieser Seite hin. Über das Ergebnis dieser Versuche soll hier berichtet werden.

II. Methode, Apparate, Versuchsanordnung.

Als Wärmequelle diente mir Zirkonlicht, und zwar ein Brenner von Max Wolz in Bonn, auf dessen Vorzüge gegenüber dem Linnemann-Brenner ich hier hinweisen möchte. Dieselben bestehen einerseits in der grösseren Intensität der Strahlung, andrerseits in der nicht unerheblichen Ersparnis an Sauerstoff und Glühkörpern. Auch arbeitet der Brenner innerhalb ziemlich weiter Grenzen der Einstellung so gut wie völlig geräuschlos. Durch einen in die Gasleitung eingeschalteten Regulator und ein Regulierventil an der Sauerstoffbombe gelang es, bis fast zur vollständigen Leerung der Bombe hinreichende Konstanz der Strahlungsintensität zu erreichen.

Im übrigen war die optische Anordnung die gleiche, wie sie von früheren Beobachtern häufig angewandt und u. a. von Herrn Aschkinass[1]) beschrieben ist. Als Prisma diente ein gutes Fluoritprisma. Die Berechnung der Wellenlängen erfolgte auf Grund der von Herrn Paschen[2]) als „beobachtet" angegebenen Brechnungsexponenten und des ein für alle Male festgelegten Einfallswinkels. Die Messung der Strahlungsintensität geschah mittels einer Rubensschen linearen Thermosäule[3]) und eines du Bois-Rubensschen Panzergalvanometers.[4])

Die Breite des bilateral verstellbaren Spektrometerspaltes wurde stets so gewählt, dass bei möglichst geringer Spaltöffnung noch messbare Intensitäten die Thermosäule trafen. Die höchste benutzte Spaltbreite war so gross, dass bei Beleuchtung des Spaltes mit Natriumlicht das Spaltbild gerade die ganze Breite der Thermosäule ausfüllte. Diese beträgt rund 10′ 30″ am Spektrometerteilkreise.

Die Konstruktion des Absorptionsgefässes war die folgende: Die zu untersuchende Flüssigkeitsschicht befand sich zwischen zwei planparallelen Flussspatplatten von 2,625 bezw. 2,790 mm Dicke und 25 mm Flächenradius, welche von der Firma Carl Zeiss in Jena bezogen waren. Die seitliche Begrenzung der Flüssigkeitsschicht wurde durch einen planparallelen Glasring gebildet, und zwar kamen — je nach Bedarf — drei Ringe von 9,997, 2,167 und 1,007 mm Höhe (im folgenden mit *A*, *B*, *C* bezeichnet) zur Anwendung. Die Glasringe waren von der Firma Franz Schmidt & Haensch in Berlin angefertigt.

Um die Flussspatplatten und den Glasring aneinander zu pressen, bediente ich mich einer ähnlichen Vorrichtung, wie sie Herr Aschkinass[5]) beschrieben hat: Ein cylindrisches Messinggefäss, dessen Endflächen zu kreisrunden Diaphragmen ausgebildet sind, besteht aus zwei ineinander zu schraubenden Hälften. Die Innenseite des

1) Auszug aus der Berliner Inaugural-Dissertation.
2) Ch. Friedel, Über die Absorption der strahlenden Wärme durch Flüssigkeiten. — Wied. Ann. **55**, 453—478, 1895.
3) R. Zsigmondy, Über die Absorption der strahlenden Wärme durch Flüssigkeiten. — Wied. Ann. **57**, 639—645, 1896.
4) Ch. Friedel, a. a. O., S. 463.
5) Ch. Friedel, a. a. O., S. 467.
6) R. Zsigmondy, a. a. O., S. 644—645.

1) E. Aschkinass, Wied. Ann. **55**, 403—404, 1895.
2) F. Paschen, Wied. Ann. **56**, 762—767, 1895.
3) H. Rubens, Ztschr. f. Instrk. **18**, 65—69, 1898.
4) H. du Bois und H. Rubens, Ztschr. f. Instrk. **20**. 65 ff. 1900.
5) E. Aschkinass, Wied. Ann. **55**, 406—407, 1895.

einen Diaphragmas dient beim Einfüllen als Auflage für die eine Flussspatplatte. Auf letztere wird der Glasring gelegt, die zu untersuchende Flüssigkeit eingefüllt, mit der anderen Platte verschlossen und die andere Hälfte des Messingcylinders aufgeschraubt. Zwischen Flussspatplatten und Metall wurden Lederringe eingeschaltet, um die Platten, ohne sie zu zerbrechen, fest an den Glasring pressen zu können. Bei Anwendung der flacheren Glasringe B oder C wurden ausserdem ringförmige Messingeinlagen benutzt, um die lichte Höhe des Messinggefässes auszufüllen.

Um einem Verdunsten der Absorptionsflüssigkeit vorzubeugen, wandte ich, nachdem verschiedene Kitte und Klebemittel zu Verunreinigung der Flüssigkeiten geführt hatten und deshalb hatten verworfen werden müssen, auch die von Herrn Ransohoff geübte Dichtung mit getränkter Watte [1]) sich nicht gut bewährt hatte, folgendes sehr einfache Verfahren an: Die Wand des Messinggefässes erhielt zwei Bohrungen, in welche eingeschliffene Messingstopfen passten. War nun das Absorptionsgefäss gefüllt und das Messinggehäuse verschraubt, so wurde durch eines dieser Bohrlöcher mittels Pipette oder Kapillartrichters von der zu untersuchenden Flüssigkeit so viel eingefüllt, dass der zwischen dem Glasring und der Metallwand befindliche Hohlraum vollständig mit derselben gefüllt war, was an dem Ausfliessen aus dem andern Bohrloch zu erkennen war. Dann wurden beide Stopfen fest eingesetzt und das Ganze auf dem Schlitten befestigt. Von Zeit zu Zeit wurde von der Flüssigkeit etwas nachgefüllt. Dieses Verfahren hat sich ausgezeichnet bewährt. Es ist damit jede Verunreinigung der zu prüfenden Substanz durch ein Dichtungsmittel ausgeschlossen. Nur in zwei oder drei Fällen machte die ölartige Beschaffenheit der Flüssigkeit es erforderlich, beim Füllen um die untere Flussspatplatte und den Glasring einen Kautschukring zu legen, da sonst der Glasring von der Platte seitlich abglitt. In solchen Fällen versicherte ich mich jedoch zuvor stets durch eine Probe davon, dass der Kautschuk von der betreffenden Flüssigkeit nicht angegriffen wurde.

Die Figur zeigt einen diametralen Durchschnitt durch das Absorptionsgefäss und die Messinghülle in voller Grösse. Es ist der Glasring B eingelegt. Bei N ist das eine Bohrloch angegeben.

Nach jeder Versuchsreihe wurden die Flussspatplatten und der Glasring, sowie die Messingteile und die Lederscheibchen, nach dem Vorgange Friedels zwecks Reinigung reichlich mit Tetrachlorkohlenstoff gespült. Darauf spülte ich die Platten und den Glasring stets noch gründlich mit der demnächst zu untersuchender Flüssigkeit, und dann erst füllte ich mit einem frischen Quantum der neuen Substanz. Ich glaube, hierdurch die grösstmögliche Garantie dafür gewonnen zu haben, dass ich stets Flüssigkeitsschichten untersuchte, die durch keinerlei fremde Beimengungen verunreinigt waren.

1) Max Ransohoff, Über die Verteilung des Absorptionsvermögens einiger einfacherer Kohlenstoffverbindungen im ultraroten Gebiete des Spektrums. Inaug.-Diss., Berlin 1896. S. 10.

III. Versuche und Ergebnisse.

Ich wandte mich zunächst zur Untersuchung des Einflusses, den die Substitution von Halogenen auf das Wärmeabsorptionsspektrum ausübt. Herr Friedel zieht aus den von ihm gewonnenen Daten als erste Folgerung: „Jedesmal, wenn in einer chemischen Verbindung unter sonst gleichen Umständen Wasserstoff, Sauerstoff, Hydroxyl und Stickstoff durch Schwefel oder Halogene ersetzt werden, steigt die Wärmedurchlässigkeit der Verbindungen um ein Beträchtliches.“ [1]) Von den Substanzen, die Herr Friedel zum Beweise hierfür anführt, untersuchte ich folgende Gruppen:

a) Methylenchlorid $CH_2 Cl_2$,
   Chloroform $CH Cl_3$,
   Tetrachlorkohlenstoff $C Cl_4$;
b) Methyljodid $CH_3 J$,
   Methylenjodid $CH_2 J_2$;
c) Äthylalkohol $C_2 H_5 OH$,
   Äthylbromid $C_2 H_5 Br$.

Ich fügte noch als vierte Gruppe hinzu:

d) Äthylalkohol $C_2 H_5 OH$,
   Äthyljodid $C_2 H_5 J$.

In den Tabellen 1 bis 5 dieses Abschnittes giebt die erste Kolumne die Wellenlängen in $\mu\mu$ an; die zweite Kolumne enthält die Diathermanität D_1 des halogenreicheren Stoffes in Prozenten der ohne Absorption auf die Thermosäule fallenden Strahlungsenergie. In der dritten Spalte findet sich ebenso die prozentuale Diathermanität D_2 der halogenärmeren Flüssigkeit. Die vierte Spalte endlich zeigt das Verhältnis der beiden Diathermanitäten an mit der Massgabe, dass die Diathermanität der halogenreicheren Verbindung immer gleich 100 gesetzt wurde.

Ist die ohne Absorption auf die Thermo-

1) Ch. Friedel, a. a. O., S. 471.

säule fallende Strahlungsenergie $\mathfrak{J}_0$, die durch die Flüssigkeit (1) bei der Schichtdicke d durchgelassene Strahlung $\mathfrak{J}_1$, die nach der Absorption auf die Thermosäule fallende $\mathfrak{J}'_1$, und der Extinktionskoeffizient für die Flüssigkeit (1) a_1, so ergiebt sich:

$$\mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}_0 e^{-a_1 d} = \frac{\mathfrak{J}'_1}{(1 - r)^2},$$

wo bekanntlich:

$$r = \left(\frac{n_\lambda - 1}{n_\lambda + 1}\right)^2$$

ist, und unter der prozentualen Diathermanität D_1 ist zu verstehen die Grösse:

$$D_1 = \frac{\mathfrak{J}_1}{\mathfrak{J}_0} = \frac{\mathfrak{J}'_1}{\mathfrak{J}_0} \frac{1}{(1 - r)^2},$$

in Prozenten von $\mathfrak{J}_0$ angegeben.

Hierbei ist die vollständige Diathermanität der Fluoritplatten für den untersuchten Spektralbezirk angenommen, eine Annahme, deren Berechtigung durch Vorversuche nachgewiesen worden war.

In den Tabellen ist nur $\frac{D_2}{D_1}$ angegeben. Andere Darstellungsweisen, die ich versucht hatte, erwiesen sich nicht als nützlich.

Die Thermosäule wurde bei meinen Versuchen nicht von einem homogenen Strahlenbündel getroffen, da sie eine gewisse Breite im Spektrum einnahm. Wie oben angegeben, betrug ihre Breite 10′30″ des Teilkreises, was je nach der Stellung im Spektrum einer Spektralbreite von 60 $\mu\mu$ bis 300 $\mu\mu$ entspricht. Die Dispersion für den ganzen Spektralbereich von 589 $\mu\mu$ bis 8840 $\mu\mu$ betrug 8°30′.

Aus diesem Grunde giebt es, wie bereits Puccianti betont hat, „keine Möglichkeit, wenn die prozentuale Durchlässigkeit eines Körpers für ein bestimmtes inhomogenes Strahlenbündel bei einer gewissen Schichtdicke gegeben ist, diejenige Durchlässigkeit zu berechnen, welche derselbe Körper für dasselbe Strahlenbündel bei einer andern Schichtdicke haben würde.

Und nicht genug hiermit. Wenn man eine Reihe von Körpern, welche alle bei derselben Schichtdicke, z. B. s, untersucht worden sind, nach wachsender Durchlässigkeit ordnet, und dann alle Körper bei einer andern Schichtdicke s' untersucht, so kann es sehr wohl geschehen, dass in der neuen Reihe, die ebenfalls nach wachsender Durchlässigkeit angeordnet ist, einige Körper nicht mehr den Platz behalten, den sie in der früheren Reihe hatten; übrigens lassen, da Herr Friedel seine Untersuchungen mit verschiedenen Schichtdicken gemacht hat, seine Resultate einige Beispiele dieses Stellungswechsels sehen.“ [1])

Bei der Vergleichung der Spektren der Gruppe Methylenchlorid, Chloroform, Tetrachlorkohlenstoff erwies es sich daher als notwendig, das Chloroform in zwei verschiedenen Schichtdicken zu untersuchen, um sowohl für Methylenchlorid als auch für Tetrachlorkohlenstoff vergleichbare Zahlen zu erhalten.

Tabelle 1.

Ring B, Schichtdicke 2,167 mm

λ	D_{CHCl_3}	$D_{CH_2Cl_2}$	$\frac{D_{CH_2Cl_2}}{D_{CHCl_3}}$
884 $\mu\mu$	98,0 Proz.	98,1 Proz.	100,1 Proz.
1085 „	98,0 „	94,2 „	96,3 „
1270 „	97,9 „	92,7 „	94,7 „
1470 „	94,8 „	86,4 „	91,1 „
1670 „	90,3 „	79,5 „	88,0 „
1916 „	90,4 „	80,0 „	88,6 „
2063 „	90,9 „	71,0 „	78,1 „
2260 „	79,8 „	48,3 „	60,5 „
2450 „	73,3 „	40,1 „	54,7 „
2652 „	63,5 „	24,2 „	38,1 „
2850 „	65,9 „	14,4 „	21,8 „
3045 „	58,2 „	10,8 „	18,6 „
3241 „	26,4 „	4,5 „	17,0 „
3435 „	41,4 „	7,0 „	16,9 „
3640 „	73,8 „	27,1 „	36,8 „
3830 „	80,2 „	40,2 „	50,1 „
4025 „	44,6 „	32,7 „	73,3 „
4220 „	39,9 „	24,8 „	62,1 „
4220 „	70,0 „	42,7 „	38,5 „
4615 „	86,0 „	43,5 „	50,6 „
4815 „	92,7 „	58,6 „	63,2 „
5010 „	84,4 „	66,9 „	79,3 „
5205 „	81,4 „	72,9 „	89,4 „
5400 „	59,0 „	78,0 „	87,7 „
5600 „	86,5 „	72,1 „	83,5 „
5800 „	91,1 „	72,2 „	79,3 „
6095 „	73,9 „	46,9 „	63,5 „
6295 „	55,2 „	45,6 „	82,6 „
6482 „	47,8 „	45,6 „	95,4 „
6680 „	55,1 „	50,9 „	92,2 „
6880 „	62,0 „	51,9 „	83,7 „
7072 „	53,1 „	34,7 „	65,3 „
7275 „	49,1 „	11,0 „	22,4 „
7465 „	31,1 „	10,5 „	33,8 „
7660 „	27,3 „	10,8 „	39,6 „
7860 „	13,1 „	10,5 „	80,2 „
8055 „	15,5 „	14,2 „	91,6 „
8255 „	22,1 „	17,4 „	78,7 „

Tabelle 2.

Ring A, Schichtdicke 9,997 mm

λ	D_{CCl_4}	D_{CHCl_3}	$\frac{D_{CHCl_3}}{D_{CCl_4}}$
884 $\mu\mu$	99,7 Proz.	98,5 Proz.	98,7 Proz.
1085 „	95,8 „	94,6 „	98,7 „
1270 „	100,0 „	91,3 „	91,3 „
1470 „	99,5 „	86,0 „	86,4 „
1670 „	96,9 „	80,3 „	82,9 „
1916 „	98,9 „	78,7 „	79,6 „
2063 „	98,5 „	81,6 „	82,8 „
2260 „	99,1 „	63,0 „	63,6 „
2450 „	99,5 „	50,9 „	51,2 „
2652 „	94,4 „	36,0 „	38,2 „
2850 „	94,7 „	34,3 „	36,2 „
3045 „	92,5 „	30,4 „	32,9 „

1) L. Puccianti, Spettri di Assorbimenti di Liquidi nell'Ultrarosso. — Nuovo Cim. (4), 11, 1900. Daselbst S. 7. Diese Zeitschrift 1, 49, 1899.

Ringscheibe *A*, Schichtdicke 9,997 mm			
λ	D_{CCl_4}	D_{CHCl_3}	$\frac{D_{CHCl_3}}{D_{CCl_4}}$
3241 μμ	93,4 Proz.	11,8 Proz.	12,6 Proz.
3435 "	90,5 "	16,5 "	18,2 "
3640 "	92,4 "	45,1 "	48,8 "
3830 "	94,7 "	53,6 "	56,6 "
4025 "	91,8 "	22,2 "	24,2 "
4220 "	73,4 "	20,1 "	27,4 "
4420 "	59,9 "	30,5 "	50,9 "
4615 "	89,8 "	54,5 "	60,7 "
4815 "	80,6 "	78,1 "	96,9 "
5010 "	62,1 "	58,0 "	93,4 "
5205 "	69,1 "	54,4 "	78,8 "
5400 "	56,7 "	60,7 "	107,1 "
5600 "	81,5 "	57,6 "	70,7 "
5800 "	89,8 "	64,5 "	71,8 "
6095 "	46,6 "	35,5 "	76,1 "
6295 "	28,5 "	16,5 "	57,9 "
6482 "	29,2 "	26,3 "	90,1 "
6680 "	39,3 "	32,9 "	83,7 "
6880 "	71,1 "	38,6 "	54,3 "
7072 "	82,5 "	26,3 "	31,9 "
7275 "	85,8 "	11,7 "	13,6 "
7465 "	69,5 "	4,7 "	6,8 "
7660 "	44,8 "	6,0 "	13,4 "
7860 "	14,2 "	5,3 "	37,3 "
8055 "	14,8 "	8,0 "	54,1 "
8250 "	14,5 "	8,8 "	60,7 "

Tabelle 3.

Ring *B*, Schichtdicke 2,167 mm			
λ	$D_{CH_2J_2}$	D_{CH_3J}	$\frac{D_{CH_3J}}{D_{CH_2J_2}}$
884 Proz.	91,7 Proz.	95,0 Proz.	103,6 Proz.
1085 "	95,7 "	93,0 "	97,2 "
1270 "	94,0 "	89,3 "	94,9 "
1470 "	85,0 "	83,7 "	98,5 "
1670 "	80,1 "	76,8 "	95,9 "
1916 "	83,5 "	76,1 "	87,1 "
2063 "	78,4 "	71,8 "	91,6 "
2260 "	62,9 "	45,9 "	73,0 "
2450 "	48,3 "	35,3 "	73,1 "
2652 "	48,5 "	37,5 "	77,6 "
2850 "	49,0 "	41,5 "	84,7 "
3045 "	43,1 "	24,2 "	56,2 "
3241 "	16,1 "	9,2 "	57,4 "
3435 "	17,5 "	6,0 "	34,2 "
3640 "	48,1 "	21,2 "	44,1 "
3830 "	63,6 "	45,0 "	70,8 "
4025 "	50,8 "	32,3 "	63,5 "
4220 "	53,5 "	29,3 "	43,5 "
4420 "	35,9 "	19,2 "	53,4 "
4615 "	11,4 "	16,8 "	147,9 "
4815 "	12,0 "	29,9 "	250,1 "
5010 "	49,7 "	65,8 "	132,3 "
5205 "	59,9 "	70,3 "	117,2 "
5400 "	48,0 "	56,4 "	117,1 "
5600 "	53,6 "	24,7 "	46,1 "
5800 "	61,6 "	31,2 "	50,5 "
6095 "	71,6 "	21,1 "	34,0 "
6295 "	56,5 "	9,2 "	16,4 "
6482 "	58,0 "	10,9 "	18,7 "
6680 "	48,7 "	21,8 "	44,8 "
6880 "	39,5 "	26,0 "	65,8 "
7072 "	22,9 "	14,0 "	61,0 "
7275 "	8,8 "	7,3 "	83,2 "
7465 "	9,0 "	5,4 "	60,3 "
7660 "	21,8 "	5,1 "	23,4 "
7860 "	26,7 "	4,9 "	14,6 "
8055 "	16,6 "	5,6 "	33,6 "
8250 "	17,4 "	8,5 "	47,5 "

Tabelle 4.

Ring *C*, Schichtdicke 1,007 mm			
λ	$D_{C_2H_5J}$	$D_{C_2H_5OH}$	$\frac{D_{C_2H_5OH}}{D_{C_2H_5J}}$
884 μμ	97,5 Proz.	97,1 Proz.	99,6 Proz.
1085 "	96,4 "	90,5 "	93,9 "
1270 "	94,9 "	86,0 "	90,6 "
1470 "	92,8 "	72,6 "	78,5 "
1670 "	85,1 "	65,2 "	76,7 "
1916 "	83,0 "	60,5 "	72,9 "
2063 "	79,5 "	52,3 "	65,8 "
2260 "	55,8 "	31,1 "	55,7 "
2450 "	44,2 "	18,9 "	44,2 "
2652 "	56,0 "	13,7 "	24,4 "
2850 "	60,5 "	4,2 "	6,7 "
3045 "	47,8 "	2,4 "	5,0 "
3241 "	19,2 "	—	—
3435 "	9,5 "	—	—
3640 "	23,7 "	—	—
3830 "	47,3 "	—	—
4025 "	50,1 "	—	—
4220 "	44,3 "	2,8 Proz.	6,4 Proz.
4420 "	49,7 "	4,7 "	9,4 "
4615 "	28,4 "	5,5 "	19,4 "
4815 "	62,3 "	12,3 "	19,8 "
5010 "	57,3 "	10,1 "	17,6 "
5205 "	40,8 "	4,4 "	10,8 "
5400 "	72,6 "	6,9 "	9,4 "
5600 "	71,8 "	4,4 "	6,2 "
5800 "	42,1 "	3,1 "	7,4 "
6095 "	43,7 "	—	—
6295 "	41,9 "	—	—
6482 "	23,9 "	—	—
6680 "	11,2 "	—	—
6880 "	11,0 "	—	—
7072 "	7,7 "	—	—
7275 "	6,6 "	—	—
7465 "	17,5 "	—	—
7660 "	19,4 "	—	—

Tabelle 5.

Ring *C*, Schichtdicke 1,007 mm			
λ	$D_{C_2H_5Br}$	$D_{C_2H_5OH}$	$\frac{D_{C_2H_5OH}}{D_{C_2H_5Br}}$
884 μμ	98,1 Proz.	97,1 Proz.	99,0 Proz.
1085 "	96,0 "	90,5 "	94,3 "
1270 "	93,4 "	86,0 "	92,1 "
1470 "	91,3 "	72,6 "	79,5 "
1670 "	84,3 "	65,2 "	77,4 "
1916 "	82,1 "	60,5 "	73,7 "
2063 "	78,3 "	52,3 "	66,9 "
2260 "	53,7 "	31,1 "	58,0 "
2450 "	40,0 "	18,9 "	47,3 "
2652 "	40,6 "	13,7 "	33,7 "
2850 "	23,5 "	4,2 "	17,7 "
3045 "	20,4 "	2,4 "	11,7 "
3241 "	11,6 "	—	—
3435 "	6,8 "	—	—
3640 "	18,0 "	—	—
3830 "	49,0 "	—	—
4025 "	40,1 "	—	—
4220 "	41,4 "	2,8 Proz.	6,9 Proz.
4420 "	42,5 "	4,7 "	11,0 "
4615 "	49,1 "	5,5 "	11,2 "
4815 "	68,2 "	12,3 "	18,1 "
5010 "	58,8 "	10,1 "	17,0 "
5205 "	49,1 "	4,4 "	8,9 "
5400 "	75,2 "	6,9 "	9,1 "
5600 "	66,7 "	4,4 "	7,6 "
5800 "	45,9 "	3,1 "	6,8 "
6095 "	40,7 "	—	—

Ring C, Schichtdicke 1,007 mm

λ	$D_{C_2H_5Br}$	$D_{C_2H_5OH}$	$\frac{D_{C_2H_5OH}}{D_{C_2H_5Br}}$
6295 „	34,6 „	—	—
6482 „	13,8 „	—	—
6680 „	6,5 „	—	—
6880 „	8,8 „	—	—
7072 „	6,4 „	—	—
7275 „	5,6 „	—	—
7465 „	7,8 „	—	—
7660 „	5,0 „	—	—

Es erschien mir fernerhin von Interesse zu sein, zu untersuchen, wie sich die von Herrn Friedel festgestellte Verschiedenheit in der Diathermanität isomerer Verbindungen[1]), bei spektraler Zerlegung darstellt. Ich verglich zu diesem Zwecke einerseits die Spektren von Äthyläther $(C_2H_5)_2O$ und Isobutylalkohol C_4H_9OH, andererseits von Äthylenchlorid CH_2ClCH_2Cl und Äthylidenchlorid CH_3CHCl_2. Die Tabellen 7 und 8 geben über die Gestalt dieser Spektren Aufschluss. Die erste Kolumne enthält wieder die Wellenlängen in $\mu\mu$, die zweite die Diathermanität des nach Friedel für die Gesamtstrahlung durchlässigeren Stoffes, die dritte die des andern, die vierte das prozentuale Verhältnis der beiden Diathermanitäten. Die Berechnung der Zahlen erfolgte wie in den Tabellen für die Substitution.

Tabelle 6.

Ring C, Schichtdicke 1,007 mm

λ	$D_{(C_2H_5)_2O}$	$D_{C_4H_9OH}$	$\frac{D_{C_4H_9OH}}{D_{(C_2H_5)_2O}}$
884 μμ	96,6 Proz.	97,9 Proz.	101,4 Proz.
1085 „	96,0 „	92,9 „	96,8 „
1270 „	93,4 „	87,7 „	94,0 „
1470 „	91,5 „	78,7 „	85,9 „
1670 „	77,3 „	65,5 „	84,7 „
1916 „	75,8 „	57,9 „	76,4 „
2260 „	44,5 „	35,1 „	78,8 „
2450 „	26,3 „	20,8 „	79,0 „
2652 „	19,3 „	14,6 „	75,4 „
2850 „	6,2 „	4,2 „	67,7 „
3045 „	5,1 „	—	—
3241 „	2,8 „	—	—
3435 „	1,7 „	—	—
3640 „	1,8 „	—	—
3830 „	7,3 „	—	—
4025 „	17,7 „	—	—
4220 „	19,4 „	4,3 Proz.	22,2 Proz.
4420 „	12,7 „	10,0 „	76,7 „
4615 „	17,7 „	13,3 „	75,2 „
4815 „	26,3 „	10,7 „	40,9 „
5010 „	17,0 „	14,5 „	68,1 „
5205 „	15,5 „	16,4 „	108,1 „
5400 „	35,1 „	15,6 „	44,3 „
5600 „	28,4 „	11,4 „	40,2 „
5800 „	21,0 „	7,9 „	36,7 „
6095 „	10,1 „	6,2 „	62,0 „
6295 „	16,0 „	6,9 „	42,9 „
6482 „	16,6 „	12,1 „	73,1 „
6680 „	25,0 „	22,2 „	88,9 „
6880 „	32,2 „	27,1 „	84,3 „
7072 „	18,0 „	12,8 „	71,0 „

[1]) Ch. Friedel, a. a. O., S. 474—475.

Tabelle 7.

Ring C, Schichtdicke 1,007 mm

λ	$D_{CH_2ClCH_2Cl}$	$D_{CH_3CHCl_2}$	$\frac{D_{CH_3CHCl_2}}{D_{CH_2ClCH_2Cl}}$
884 μμ	97,5 Proz.	95,9 Proz.	101,6 Proz.
1085 „	97,7 „	94,8 „	103,1 „
1270 „	96,3 „	94,2 „	102,3 „
1470 „	93,5 „	96,5 „	99,2 „
1670 „	87,7 „	87,5 „	100,2 „
1916 „	85,3 „	86,2 „	98,9 „
2063 „	82,0 „	86,2 „	95,1 „
2260 „	58,9 „	64,6 „	91,3 „
2450 „	47,2 „	54,2 „	79,5 „
2652 „	51,2 „	62,0 „	82,6 „
2850 „	60,7 „	64,0 „	94,9 „
3045 „	52,2 „	52,0 „	100,5 „
3241 „	22,0 „	28,4 „	77,6 „
3435 „	15,2 „	19,3 „	78,8 „
3640 „	39,4 „	46,2 „	85,4 „
3830 „	52,4 „	55,0 „	95,4 „
4025 „	40,2 „	34,5 „	116,5 „
4220 „	39,3 „	49,9 „	78,8 „
4420 „	44,0 „	66,6 „	66,1 „
4615 „	53,3 „	69,5 „	76,8 „
4815 „	71,5 „	59,2 „	120,9 „
5010 „	68,4 „	64,7 „	105,6 „
5205 „	77,7 „	72,9 „	106,5 „
5400 „	72,7 „	83,1 „	86,9 „
5600 „	77,1 „	69,3 „	112,7 „
5800 „	65,8 „	46,7 „	141,1 „
6095 „	59,1 „	62,7 „	94,3 „
6295 „	43,9 „	66,5 „	66,0 „
6482 „	31,3 „	65,1 „	48,0 „
6680 „	28,1 „	55,4 „	50,8 „
6880 „	36,0 „	61,0 „	59,0 „
7072 „	24,4 „	44,5 „	54,9 „
7275 „	18,3 „	26,3 „	69,5 „
7465 „	7,9 „	14,3 „	55,5 „
7660 „	9,1 „	15,3 „	59,8 „

Der Äthyläther war über Natrium destilliert von der Firma C. A. F. Kahlbaum bezogen und noch, um etwaiges Wasser zu beseitigen, mit Kupfersulfat, welches wasserfrei gemacht war, geschüttelt.

Endlich habe ich noch die Spektren von Bromoform und Schwefelkohlenstoff aufgenommen in der Absicht, möglicherweise Gesichtspunkte für die Beurteilung der Frage zu gewinnen, inwieweit die verschiedenen Diathermanitätsminima für bestimmte Elemente oder Gruppen charakteristisch seien. Diese Spektren sind in der Tabelle 8 wieder gegeben, welche in den beiden letzten Spalten die in der üblichen Weise berechneten prozentualen Diathermanitäten für die in der ersten Spalte verzeichneten Wellenlängen angiebt.

Tabelle 8.

Ring A, Schichtdicke 9,997 mm

λ	D_{CHBr_3}	D_{CS_2}
884 μμ	95,1 Proz.	95,1 Proz.
1085 „	93,1 „	93,2 „
1270 „	97,3 „	95,1 „
1470 „	84,9 „	97,4 „

Ring *A*, Schichtdicke 9,997 mm

λ	D_{CHBr_3}	D_{CS_2}
1670 $\mu\mu$	81,1 Proz.	97,4 Proz.
1916 "	78,5 "	97,7 "
2063 "	78,9 "	97,8 "
2260 "	61,4 "	96,6 "
2450 "	46,4 "	97,5 "
2652 "	34,8 "	94,3 "
2850 "	20,6 "	93,2 "
3045 "	23,5 "	92,4 "
3241 "	9,1 "	82,1 "
3435 "	8,8 "	56,6 "
3640 "	34,7 "	58,2 "
3830 "	57,6 "	86,0 "
4025 "	45,3 "	88,7 "
4220 "	21,6 "	48,6 "
4420 "	12,3 "	5,8 "
4615 "	48,3 "	3,7 "
4815 "	71,2 "	26,5 "
5010 "	55,5 "	70,1 "
5205 "	41,2 "	63,7 "
5400 "	44,4 "	75,4 "
5600 "	22,3 "	79,9 "
5800 "	30,4 "	56,4 "
6095 "	52,4 "	19,8 "
6295 "	49,8 "	23,6 "
6482 "	61,9 "	51,6 "
6680 "	55,9 "	43,1 "
6880 "	57,6 "	51,6 "
7072 "	40,3 "	43,9 "
7275 "	14,0 "	32,5 "
7465 "	7,5 "	65,9 "
7660 "	12,5 "	65,0 "
7860 "	11,8 "	78,0 "
8055 "	8,5 "	69,2 "
8250 "	14,3 "	69,5 "
8450 "	13,6 "	69,7 "
8645 "	16,6 "	64,5 "
8840 "	25,5 "	55,1 "

Aus meinen Untersuchungen, wie sie durch vorstehende Tabellen dargestellt werden, ergiebt sich folgendes:

1. Wird in einer organischen Flüssigkeit Wasserstoff oder Hydroxyl durch ein Halogen ersetzt, so wird die Diathermanität der Flüssigkeit erhöht. Diese Erhöhung verteilt sich über das ganze ultrarote Spektrum und ist in der Regel am stärksten für die Wellenlängen geringster Diathermanität. Eine Ausnahme von dieser Regel zeigen Methyljodid und Methylenjodid bei 4615 $\mu\mu$.

Eine Verschiebung der Minima infolge der Substitution von Halogenen, wie sie im sichtbaren Spektrum von Krüss[1]) und Oeconomides[2]) beobachtet wurde, liess sich hier unter den gegebenen Verhältnissen nicht sicher nachweisen.

2. Für die ultraroten Absorptionsspektren isomerer Flüssigkeiten lassen sich aus den gewonnenen Daten keinerlei Gesetzmässigkeiten herleiten. Die Kurven, welche die Zahlenreihen der zweiten und dritten Spalten dieser Tabellen wiedergeben, schneiden sich mehrfach.

Wenn Herr Friedel[1]) findet, dass die Durchlässigkeit im gleichen Sinne sich ändert wie das Atomvolumen, so mag das daraus zu erklären sein, dass gerade für das von Herrn Friedel benutzte Strahlenbündel für die angeführten Beispiele von Isomerie dieses Verhalten zutrifft. Herrn Friedels Strahlungsquelle war ein auf 393,5° C. erhitzter Eisenblock[2]), dessen Energiemaximum bei 4,03 μ gefunden wurde,[3]) (s. a. oben, S. 271).

3. Bezüglich der Zugehörigkeit der einzelnen Minima:

Alle von mir untersuchten Körper zeigen ein Diathermanitätsminimum bei 3435 $\mu\mu$, zuweilen scheint dasselbe ein wenig gegen die kürzeren Wellenlängen hin verschoben bis 3240 $\mu\mu$. Herr Julius findet[4]) das gleiche Minimum für alle von ihm untersuchten Kohlenwasserstoffe und schreibt es daher dem Radikal $C_n H_{2n+1}$ zu. Beim Schwefelkohlenstoff und beim Tetrachlorkohlenstoff findet Herr Julius dieses Minimum nicht. In meinen Tabellen tritt es jedoch beim Schwefelkohlenstoff deutlich auf, vielleicht ein wenig nach grösseren Wellenlängen hin verschoben; beim Tetrachlorkohlenstoff ist es jedoch nur so leise angedeutet, dass sein Vorhandensein allerdings nicht mehr mit Sicherheit gefolgert werden kann. Auf Grund meines oben geschilderten Verfahrens bei der Herrichtung des Absorptionsgefässes für jede einzelne Versuchsreihe glaube ich mit Sicherheit annehmen zu dürfen, dass eine Verunreinigung durch wasserstoffhaltige Substanzen bei meinen Versuchen ausgeschlossen war.

Hiernach erscheint es mir nicht unmöglich, dass dieses Minimum dem Kohlenstoff, auch ohne dass er an Wasserstoff gebunden sein muss, zugeschrieben werden dürfte.

Des weiteren fand ich bei den meisten Stoffen ein Minimum der Durchlässigkeit bei 5—5,2 μ, über dessen Natur und Ursprung ich nichts anzugeben vermag.

Die Jodide und die kohlenstoffreicheren Chloride haben ferner ein Minimum bei 2450 $\mu\mu$, die Chloride sämtlich ein solches zwischen 4025 $\mu\mu$ und 4220 $\mu\mu$, welches bei den Bromiden ein wenig gegen grössere Wellenlängen hin, bei den Jodiden noch mehr, bis 4615 $\mu\mu$, verschoben auftritt. Die Jodide haben ein Minimum bei 5600 $\mu\mu$. Chloroform und Bromoform zeigen zwei übereinstimmende Minima bei 5600 $\mu\mu$ und 8055 $\mu\mu$.

1) G. Krüss, Ztschr. f. phys. Chem. **2**, 312—337, 1888. — Ztschr. f. phys. Chem. **18**, 559—563, 1895. — Chem. Ber. **22**, 2065, 1889.
2) G. Krüss und S. Oeconomides, Chem. Ber. **16**, 2051—2056, 1883; Chem. Ber. **18**, 1426—1433, 1885.

1) Ch. Friedel, a. a. O., S. 474.
2) Ch. Friedel, a. a. O., S. 462—463.
3) Ch. Friedel, a. a. O., S. 467—468.
4) W. H. Julius, Bolometrische Untersuchung einiger Absorptionsspektren im Hinblick auf ihren Zusammenhang mit intramolekularen Verhältnissen. — Verh. d. Ver. z. Förd. d. Gewerbefl. 1893, S. 231—279. — Daselbst S. 277—278.

Das von Herrn Puccianti[1]) als für die Alkohole charakteristisch bezeichnete Diathermanitätsminimum bei 2,1 μ konnte ich nicht konstatieren. Bei der Flachheit dieses Minimums und bei der von mir benutzten grossen Breite des Wellenlängengebietes ist diese Diskrepanz wohl erklärlich. Im übrigen fallen die von mir bei den Alkoholen beobachteten Diathermanitätsminima der Lage nach mit den von Herrn Ransohoff[2]) verzeichneten zusammen. Die Einzelheiten des von Herrn Ransohoff angegebenen Alkoholspektrums treten natürlich in meinen Tabellen nicht hervor, wie dies bei der grossen Verschiedenheit der Schichtdicken — die von mir benutzte betrug mehr als das Vierzehnfache der von Herrn Ransohoff angewandten — und bei der entsprechend grösseren Breite meines Strahlenbündels nicht anders zu erwarten war.

1) L. Puccianti, Nuovo Cim. (4) 11, 39, 1900.
2) M. Ransohoff, a. a. O., S. 29—31.

Keine der von mir untersuchten Flüssigkeiten folgt dem Maxwellschen Gesetz über die Beziehung zwischen dem Brechungsexponenten und der Dielektrizitätskonstanten. (Vgl. Inaug.-Diss. am Schluss.)

(Eingegangen 3. März 1904.)

BESPRECHUNGEN.

Emanuel Pfeiffer, Physikalisches Praktikum für Anfänger. Dargestellt in 25 Arbeiten. gr. 8. VIII und 150 S. mit 47 Abbildgn. Leipzig, B. G. Teubner. 1903. M. 3.60.

Das physikalische Praktikum kann nicht eine unveränderliche Schablone sein, der sich eine jede Lehranstalt und jeder Besucher zu unterwerfen hat. Es lassen sich nur wenig allgemein gültige Regeln für seinen Betrieb aufstellen. Zunächst muss von jedem Besucher des physikalischen Praktikums verlangt werden, dass er in einer Reihe von Aufgaben das langsame, genaue, jede Fehlerquelle berücksichtigende Arbeiten der wissenschaftlichen Forschung lernt; er muss angehalten werden, sich nicht mit der qualitativen Seite einer physikalischen Erscheinung zu begnügen, sondern ohne Rücksicht auf Zeitverlust sie quantitativ in mehrfach wiederholten Messungen zu studieren und die Konstanten ihres Gesetzes genau zu ermitteln. Nach Erledigung dieser ersten Aufgabe kann das Praktikum in einem schnelleren Tempo dem Besucher die Bekanntschaft mit einer grösseren Anzahl von Apparaten und Versuchsanordnungen vermitteln und ihn vor allem in elektrischen Schaltungen durch viele Variation geübt und selbständig machen.

Das vorliegende Buch sucht ausschliesslich der ersten Aufgabe des physikalischen Praktikums gerecht zu werden. Diese Einseitigkeit kann ihm nicht zum Vorwurf gemacht werden, um so mehr als jene Aufgabe des physikalischen Praktikums im Laboratorium leicht zu wenig berücksichtigt wird. Entsprechend dem Ziele, welches sich das Buch gesetzt hat, beschränkt es sich auf eine kleine Zahl von Praktikumsaufgaben, leitet indes an ihnen methodisch ebenso einfach wie gründlich den Studierenden an zu „manueller Geschicklichkeit in der Behandlung feinerer Instrumente und Sorgfalt und Zuverlässigkeit im Beobachten". Der Mechanik sind 10, der Wärme 7, der Elektrizität 6, der Optik 2 Aufgaben gewidmet. Das Buch ist aus dem Bedürfnis hervorgegangen, den Besuchern der Industrieschule in München für ihre Arbeiten im Laboratorium einen gedruckten Leitfaden zur Verfügung zu stellen; es kann indes auch für den Gebrauch an der Universität neben den Büchern von Kohlrausch und Wiedemann und Ebert wärmstens empfohlen werden. J. Stark.

(Eingegangen 3. Januar 1904.)

K. Schreber, Die Kraftmaschinen. Vorlesungen über die wichtigsten der zur Zeit gebrauchten Kraftmaschinen. gr. 8. XII u. 348 S. mit 56 Abbildungen im Text und auf einer Tafel. Leipzig, B. G. Teubner. 1903. M. 6,—.

Das Buch ist eine Einführung in die technische Physik der Maschinen. Es werden der Reihe nach die wichtigsten Typen der heute gebräuchlichen Motoren hinsichtlich ihrer Arbeitsweise sowie (bei den Wärmemotoren) auch hinsichtlich ihrer Wirtschaftlichkeit besprochen. Geschrieben ist das Buch in der Absicht, Universitätsstudenten mit den Grundlagen praktischer Anwendung der Mechanik und Wärmelehre vertraut zu machen. Zweifelsohne entspricht Anlage und Ausführung des Werkes durchaus dieser Absicht, so dass dasselbe Physikern und Mathematikern, die sich auf dem Arbeitsgebiete der Ingenieure umsehen möchten, warm empfohlen werden kann.

Was allerdings die Hoffnung des Verfassers anlangt, dass das Buch Landwirten und Juristen zur Beratung bei praktischen Fragen dienen könnte, so glaube ich, dass für solche Zwecke besser eines der zahlreichen Bücher über Betriebskostenberechnungen, Materialpreise etc. benutzt wird (weil dieselben reichhaltiger sind), wenn überhaupt ein Buch eigene praktische Erfahrungen ersetzen kann.

Der Studierende der technischen Hochschule

schliesslich wird wohl auch ab und zu das Buch zur Hand nehmen können, seiner dankenswerten geschichtlichen und sonst allgemein interessierenden Angaben halber, die in den rein technischen Vorlesungen meist etwas zu kurz kommen. Für eine Einführung in das eigentliche Fachstudium dagegen bietet es ihm zu wenig. Was der zukünftige Ingenieur in den ersten Semestern braucht, ist einerseits sichere Grundlegung der technischen Mechanik, andererseits feste Gewöhnung an zweckmässiges Konstruieren. Von diesem Standpunkt aus muss eine zu frühzeitige Beschäftigung mit speziellen maschinentechnischen Fragen, ohne dass der Studierende die der theoretischen Behandlung zu Grunde gelegte Konstruktionsform vor seinem geistigen Auge hat, als unzweckmässig betrachtet werden.

Alles in allem gerechnet kann naturwissenschaftlich das Buch, wie der Verfasser in der Vorrede selbst sagt, dem „gebildeten Nichtfachmann zur Orientierung" dienen, sofern er keine wirkliche praktische Beratung sucht.

W. Hort.

(Eingegangen 7. Januar 1904.)

W. Nernst, Theoretische Chemie vom Standpunkte der Avogadroschen Regel und der Thermodynamik. gr. 8. 4. Auflage. XIV u. 749 S. mit 36 in den Text gedruckten Abbildungen. Stuttgart, F. Enke. 1903. M. 16.—.

Der beste Beweis für den durchschlagenden Erfolg dieses Buches bildet der Umstand, dass in zehn Jahren vier Auflagen nötig waren. Im Vergleich zu den früheren sind wesentliche Änderungen in der Darstellung und Anordnung nicht vorgenommen worden. Berücksichtigt sind die wichtigsten inzwischen erschienenen Arbeiten aus dem Gebiet der physikalischen Chemie und neu hinzugekommen ist ein Kapitel über die atomistische Theorie der Elektrizität, in der die Entwickelung der Theorie der Elektronen, die sich ja immer mehr als eine neue Erweiterung der atomistischen Betrachtungsweise herausstellt, zur Darstellung gebracht wird.

Da das Buch allgemein bekannt ist, so dürfte es unnötig sein, ihm ein empfehlendes Wort mit auf den Weg zu geben. G. C. Schmidt.

(Eingegangen 10. Januar 1904.)

Hans von Jüptner, Lehrbuch der physikalischen Chemie für technische Chemiker und zum Gebrauche an technischen Hochschulen und Bergakademien. 1. Teil, Materie und Energie. gr. 8. V und 194 S. mit 21 Fig. Leipzig und Wien, F. Deuticke. 1903. M. 4.—.

Trotz der reichlich vorhandenen vorzüglichen Lehrbücher der physikalischen Chemie dürfte doch ein speziell für die Bedürfnisse des technischen Chemikers abgefasstes nicht überflüssig sein. Hier liegt der erste Teil eines solchen vor. Das Ganze soll dann gewissermassen eine Einleitung in ein vom Verfasser zu bearbeitendes Lehrbuch der chemischen Technologie darstellen und den besonders ausgesprochenen Zweck erfüllen, das Studium der technischen Chemie zu vertiefen. Dem mehr technischen Charakter des Werkes entsprechend ist auf die Mitteilung eines reichhaltigen technisch wichtigen Zahlenmaterials besonderer Wert gelegt worden, auch die theoretischen Teile des Buches haben sachgemässe Behandlung erfahren, so dass das Werk angelegentlich empfohlen werden kann. Einen für den Referenten recht amüsanten Eindruck erweckt die Thatsache, dass Ostwald, der jetzt so ausgesprochene Gegner aller molekulartheoretischen Vorstellungen des öfteren wegen seiner so besonders anschaulichen molekulartheoretischen Erklärungen ganze Abschnitte lang wörtlich citiert wird. Was mag der grosse Energetiker und Feind aller molekularen Veranschaulichungen wohl empfinden, wenn er sieht, mit welchem Eifer andere sich der von ihm fortgeworfenen hypothetischen Krücken bedienen?

Emil Bose.

(Eingegangen 17. Januar 1904.)

H. Rudolph, Luftelektrizität und Sonnenstrahlung. Mit Figuren und Kurven im Texte, 24 Seiten. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1903. Preis M. 1,—. Der Verfasser macht den Versuch, eine Theorie der atmosphärischen Elektrizität zu geben auf Grund folgender Annahmen:

„1. Die Ladungsintensität über irgendeinem Punkte der Erdoberfläche ist proportional der Strahlungsintensität, welche auf die darüberliegende Flächeneinheit der Kugeloberfläche vom Radius r ohne Absorption entfallen würde, und dem von den Strahlen in der verdünnten Luft zurückgelegten Wege.

2. Die Ionisierungsintensität über irgendeinem Punkte der Erdoberfläche ist proportional der auf die darüberliegende Flächeneinheit der Kugeloberfläche vom Radius r entfallenden Strahlungsintensität.

3. Die Ableitung von Luftelektrizität zur Erde, diejenige bei Gewittern und Niederschlägen inbegriffen, ist proportional der mittleren Ladungs- und Ionisierungsintensität."

Als Hypothese für die Erklärung positiver Ladungen in der Atmosphäre wird die Ionisier-

ung der Luft durch lichtelektrisch an kosmischen Staubteilchen zerstreute Kathodenstrahlen, eine primäre Kathodenstrahlung der Sonne und ein Eindringen der negativen Ionen in die unteren Schichten der Atmosphäre unter der Wirkung des Strahlungsdruckes angenommen.

Dem Ref. sind weder die hypothetischen Grundlagen, bei denen er besonders eine stichhaltige Erklärung des elektrischen Feldes vermisst, das die lichtelektrisch zerstreuten Ionen erst zur weiteren Ionisierung befähigt, noch die Vorschläge des Verfassers zur experimentellen Prüfung seiner Theorie verständlich geworden, die dieser im Anhang unter Hinweis auf den von ihm konstruierten „Fesselballon mit Drachenfläche und Sammelnetz für atmosphärische Elektrizität" macht. H. Gerdien.

(Eingegangen 22. Januar 1904.)

Journal de chimie physique, élektrochimie, thermochimie, radiochimie, mécanique chimique, stöchiométrie, publié par Philippe-A. Guye. Genf, bei Kündig und Paris, bei Gautier Villars. Monatlich erscheint ein Heft.

Damit hat nun auch die wissenschaftliche Welt der französisch sprechenden Länder eine Zeitschrift für physikalische Chemie und das war zweifellos sehr nötig, denn während in anderen Ländern die junge Wissenschaft schnell zu grosser Blüte sich entfaltet hat, verhielt sich Frankreich derselben gegenüber mehr als ablehnend. Nur dadurch erklärt es sich, dass z. B. anderthalb Jahrzehnte theoretischer Elektrochemie an führenden Geistern der Chemie in Frankreich völlig spurlos vorbeigerauscht sind. Augenscheinlich beginnt nunmehr eine neue Ära der physikalischen Chemie in Frankreich und man kann daher der jungen Zeitschrift nur alles Gute wünschen und auch prophezeien. Jedenfalls steht fest, dass ihre Leitung in die geeignetsten Hände gelegt worden ist, da der Herausgeber an der Entwickelung der physikalischen Chemie von der freien Schweiz aus fördernd den regsten Anteil genommen hat. Wer wie der Referent mit grösstem Interesse Guyes Vorlesungen zu hören Gelegenheit hatte, brauchte sich kaum erst durch den Augenschein zu überzeugen, dass die neue Zeitschrift unter den günstigsten Auspizien ins Leben getreten ist.

Emil Bose.

(Eingegangen 17. Januar 1904.)

G. Mahler, Physikalische Formelsammlung. Sammlung Göschen, Heft 136. 2. verbesserte Auflage. 190 S. mit 65 Fig. Leipzig, G. J. Göschen. 1903. In Leinen geb. M. —.80.

Das vorliegende Büchlein enthält die Hauptformeln der Physik mit elementaren Ableitungen etwa im reichlichen Umfange der Schulphysik und kann in der Hand des Physiklehrers an höheren Schulen zur Repetition und beim Unterricht wohl Verwendung finden, da die Ausführungen im wesentlichen korrekt und in leicht fasslicher Form gegeben sind. Bedenklich erscheint dem Referenten der Ersatz des Wortes Parallelepiped durch „Parallelflach". Ersteres ist ein Wort, dessen Bedeutung ein für allemal festliegt; „Parallelflach" ist eine blosse Bezeichnung für einen Körper mit parallelen Flächen, würde also ebensogut für ein Oktaeder, ein Pentagondodekaeder etc. passen. Soll es ausserdem „der" oder „das" Parallelflach heissen? Dieser Verdeutschungsbestrebung gegenüber sind die Kapitel über Elektrizität, Wärme und Magnetismus aus schematischen Rücksichten mit „Elektrik", „Kalorik", „Magnetik" überschrieben worden, wodurch in der That eine Uniformierung der Kapitelüberschriften erreicht ist. Ein Parallelepiped mit drei zu einander senkrechten Hauptrichtungen wird „Quader" genannt, eine Bezeichnung, die für Balken, rechteckige Scheiben etc. doch reichlich merkwürdig erscheint. Im Kapitel Elektrizität (Elektrik) ist dem Referenten die Definition von Ampère und Ohm aufgefallen; mag sich die Definition des Ampère aus der Knallgasmenge aus didaktischen Gründen noch rechtfertigen lassen, so wäre doch auf jeden Fall die Angabe des internationalen statt des legalen Ohm wünschenswert gewesen. Ausserdem sollte in einem modernen Buche der unglückliche Satz aus der Lehre von der Batterieschaltung in Wegfall kommen, dass man einen maximalen Entladestrom aus einer Batterie erhält, wenn man inneren und äusseren Widerstand durch passende Batterie-Umschaltung gleichmacht. Im Zeitalter der Akkumulatoren ist dieser Satz wahrlich nicht mehr angebracht, stammt er doch aus einer Zeit, als man, um für einen besonderen Versuch einmal eine ordentliche Stromstärke zu bekommen, reiflich überlegen musste, wie man seine Daniell- oder Bunsenbatterie am besten schaltete. Schliesslich sollte auch nicht mehr das Daniellelement als Etalon für elektromotorische Kräfte genannt werden, auf keinen Fall aber als einziges. Emil Bose.

(Eingegangen am 17. Januar 1904.)

E. Grimsehl, Die elektrische Glühlampe im Dienste des physikalischen Unterrichtes. Abhandlungen zur Didaktik und Philosophie der Naturwissenschaft, Heft 1. gr. 8. 60 S. mit Abb. Berlin, J. Springer. 1904. M. 2.—.

Die vorliegende Abhandlung über die Verwendung der Glühlampe im physikalischen

Unterrichte ist in Bezug auf ihren didaktischen Wert sowohl, als auch wegen ihrer experimentellen Vielseitigkeit ein Meisterstück zu nennen. Die einzelnen Kapitel behandeln der Reihe nach: die Kohlenfadenlampe, die Glühlampe als Strommesser, die Glühlampe als Spannungsmesser, sonstige Versuche aus der Elektrik und Magnetik, Versuche aus der Mechanik und Wärmelehre. Versuche aus der Optik. Ein auch nur oberflächliches Eingehen auf den reichen Inhalt ist in einem kurzen Referat nicht möglich und würde nur den Genuss der zusammenhängenden Lektüre der Abhandlung beeinträchtigen.

Emil Bose.

(Eingegangen 17. Januar 1904.)

Siegfried Toeche-Mittler, Zur Molekulargewichtsbestimmung nach dem Siedeverfahren. gr. 8. 57 S. mit 4 Fig. u. 3 Taf. Berlin, E. S. Mittler & Sohn. 1903. M. 2.50.

Das vorliegende Heftchen enthält eine Abhandlung mit Messungen von Siedepunktserhöhungen nach der Beckmannschen Methode. Es wurden eine Reihe von Molekulargewichtsbestimmungen in Benzol, Äthylalkohol und Äthyläther als Lösungsmitteln ausgeführt, deren Resultate nichts zu wünschen übrig lassen. Bei einem Teil der Arbeit benutzte der Verfasser Quecksilberthermometer, ein zweiter Teil der Versuche dagegen wurde mittels Luftthermometer angestellt. Den Schluss der Abhandlung bilden Versuche über den Einfluss der Heizflammengrösse auf die Resultate.

Emil Bose.

(Eingegangen 17. Januar 1904.)

J. H. van't Hoff, Vorlesungen über theoretische und physikalische Chemie. Drittes Heft: Beziehungen zwischen Eigenschaften und Zusammensetzung. 2. Aufl. gr. 8. X und 155 S. mit Abb. Braunschweig, F. Mittler & Sohn. 1903. M. 4.—.

Eine Empfehlung der Vorlesungen Meister van't Hoffs ist an diesem Orte zweifellos überflüssig, es möge daher nur auf die interessante Thatsache hingewiesen sein, dass die erste Auflage schon eine Übertragung ins Französische, Englische, Russische, Italienische und gar ins Japanische erfahren hat.

Emil Bose.

(Eingegangen 17. Januar 1904.)

C. H. Wind, Leerboek der Naturkunde en von hare voornamste Toepassingen door J. Bosscha. V. Band. Magnetismus und Elektrizität, 1. Abteilung. XVI u. 396 S. Leiden, A. W. Sijthoff. 1903.

Der Charakter dieses grossen holländischen Lehrbuchs der Physik ist in dieser Zeitschrift **4**, 303 ausführlich geschildert worden. Auch der vorliegende Band, welcher Magnetismus und Elektrostatik enthält und von C. A. Wind bearbeitet ist, hält sich ganz in den Rahmen der vorhergehenden Bände, d. h. mathematische Entwickelungen treten in den Hintergrund und durch Abbildungen und Analogien werden die obwaltenden Beziehungen klargelegt. Die Anordnung des Stoffes weicht von der in deutschen Lehrbüchern getroffenen nicht wesentlich ab. Die Darstellung ist leicht fasslich und interessant. Dem Studierenden wird in diesem Bande ebenso wie in den vorhergehenden ein vorzügliches Lehrbuch in die Hand gegeben, um sich mit den einschlägigen Fragen vertraut zu machen.

G. C. Schmidt.

(Eingegangen 10. Januar 1904.)

Berichtigung.

Mitteilung von J. Stark, „Ionisierung durch den Stoss negativer Ionen von glühender Kohle" **5**, 51: Am Ende von § 6 ist statt: „Für die Ionisierung durch Röntgenstrahlen wurde von Perrin (Ann. chim. et phys. **11**, 496, 1897) Unabhängigkeit von der Temperatur in den Grenzen —12° und + 145° gefunden" ist zu setzen: „Für die Ionisierung durch Röntgenstrahlen wurde von Mc Clung (Proc. Cambr. Soc. **12**, 191, 1903) Unabhängigkeit von der Temperatur in den Grenzen 14° und 222° gefunden." Der bedauerliche Irrtum kam durch eine Verwechselung der zwei in des Verfassers Exzerpten hintereinander stehenden Citate zustande.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierte sich: Dr. Paul Eversheim in Bonn für Physik, Dr. Alfred Thiel in Münster für Chemie, Dr. J. Schröder in Giessen für Chemie, Dr. E. Rupp in Marburg für Chemie.

Es wurden berufen: zum Professor für Chemie an die Handelshochschule zu Köln Dr. Reitter, zum Professor für Maschinenlehre und Elektrotechnik an dieselbe Anstalt Ingenieur Rinkel.

Zum Professor für Physik, Wetterkunde und Geodäsie an der Forstakademie Eberswalde Privatdozent Dr. J. Schubert daselbst.

Es erhielt den Titel Professor: Privatdozent Dr. F. Cohn in Königsberg.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. | 1. Juni 1904. Redaktionsschluss für No. 12 am 1. Juni 1904. | 5. Jahrgang.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Neuere Untersuchungen über Radioaktivität.

Von P. Curie.[1])

Seit der Entdeckung der stark radioaktiven Substanzen haben die Untersuchungen über die Radioaktivität eine sehr grosse Ausdehnung gewonnen. Ich beabsichtige, in dieser Arbeit eine Übersicht über den gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse über diesen Gegenstand zu geben, und zwar mit besonderer Berücksichtigung der neuesten Arbeiten.[1])

1) Journal de Chimie Physique, 1, 409—449, 1903.

1) Wegen ausführlicherer Einzelheiten über die vor dem

I. Radioaktive Substanzen.

Becquerelstrahlen. Uran und Thor. — Wir wollen als radioaktiv diejenigen Substanzen bezeichnen, welche die Fähigkeit besitzen, spontan und dauernd gewisse als Becquerelstrahlen benannte Strahlen auszusenden. Diese Strahlen wirken auf die photographische Platte; sie machen die Gase, welche sie durchsetzen, elektrisch leitend; sie vermögen schwarzes Papier und Metalle zu durchdringen. Die Becquerelstrahlen werden nicht reflektiert, nicht gebrochen und nicht polarisiert.

Herr Becquerel war es, der im Jahre 1896 die Entdeckung machte, dass das Uran und seine Verbindungen dauernd diese neuen Strahlen aussenden. Herr Schmidt und Frau Curie haben dann ungefähr gleichzeitig gefunden, dass die Verbindungen des Thors ebenfalls radioaktiv sind. Die Intensität der von den Thorverbindungen ausgesandten Strahlung ist ähnlich derjenigen der von den Uranverbindungen ausgesandten Strahlung. Die Radioaktivität ist eine Eigenschaft der Atome, welche die Atome des Urans und des Thors überall begleitet, wo sie sich finden; in einem zusammengesetzten Körper oder in einer Mischung ist sie im allgemeinen um so stärker, in je stärkerem Verhältnis diese beiden Metalle selbst darin vertreten sind.

Neue radioaktive Substanzen. — Frau Curie hat im Jahre 1898 untersucht, ob es unter den damals bekannten Elementen andere gäbe, die mit radioaktiven Eigenschaften begabt wären; sie hat keine Substanz finden können, welche eine merkbare Strahlung hergegeben hätte und konnte schliessen, dass die radioaktiven Eigenschaften der Elemente mindestens 100 mal schwächer sind als diejenigen des Urans und des Thors. Sie hat dagegen gefunden, dass einige uranhaltige Mineralien (Pechblende, Kalkolith, Karnotit) aktiver sind als metallisches Uran; die Aktivität dieser Mineralien konnte also weder dem Uran, noch den anderen bekannten Elementen an sich allein zugeschrieben werden. Diese Entdeckung ist fruchtbar an neuartigen Ergebnissen gewesen. Frau Curie und ich haben in einer gemeinsamen Arbeit gefunden, dass die Pechblende neuartige radioaktive Substanzen enthält, und wir haben vermutet, dass diese Substanzen neue chemische Elemente enthalten.

Gegenwärtig kennt man mit Sicherheit drei stark radioaktive neue Substanzen: das Polonium, welches sich in Wismut findet, das aus Uranmineralien gewonnen wird; das Radium[1], welches sich in Baryum gleicher Herkunft findet; und das Aktinium, welches Herr Debierne in den aus demselben Mineral gewonnenen seltenen Erden gefunden hat. Alle diese drei Substanzen finden sich in den Uranmineralien in unendlich kleiner Menge, und alle drei besitzen eine Radioaktivität, welche etwa millionenmal grösser ist als die des Urans und des Thors.

Kürzlich kündeten Herr Giesel und Herr Hofmann die Anwesenheit einer vierten stark radioaktiven Substanz in den Uranmineralien an, welche ähnliche chemische Eigenschaften haben soll wie das Blei; nach den bisher erschienenen Veröffentlichungen habe ich mir eine Ansicht über die Natur dieser Substanz nicht bilden können.

Man kann sich fragen, ob die Radioaktivität eine allgemeine Eigenschaft der Materie ist. Diese Frage kann gegenwärtig noch nicht als gelöst betrachtet werden. Die Untersuchungen von Frau Curie haben erwiesen, dass die verschiedenen bekannten Substanzen keine atomistische Radioaktivität besitzen, welche den hundertsten Teil der Radioaktivität des Urans und des Thors erreichte. — Andererseits können gewisse chemische Reaktionen Veranlassung geben zur Entstehung elektrisch leitender Ionen, ohne dass die wirkende Substanz den Charakter atomistischer Radioaktivität zeigte. So macht weisser Phosphor bei der Oxydation die umgebende Luft elektrisch leitend, während roter Phosphor und die Phosphate sich in keiner Weise radioaktiv zeigen.

Schon ältere Untersuchungen (von Russel, Colson, Lengyel) haben gezeigt, dass gewisse Körper mit der Zeit auf die photographische Platte einwirken. Es ist möglich, dass ein Teil dieser Erscheinungen auf Radioaktivität beruht, aber man hat über diesen Punkt noch keinerlei Gewissheit. Neuere Arbeiten (von Mac Lennan und Burton, Strutt, Lester Cooke) würden dagegen zu der Annahme führen, dass die Radioaktivität in äusserst schwachem Grade allen Substanzen zukommt. Die Identität dieser sehr schwachen Erscheinungen mit den Erscheinungen der atomistischen Radioaktivität kann aber noch nicht als sicher betrachtet werden.

Radium. — Von allen stark radioaktiven Substanzen ist das Radium das einzige, von welchem man bisher hat nachweisen können, dass es ein neues Element bildet. Das Radium besitzt ein charakteristisches Spektrum, dessen Entdeckung und erste Untersuchung wir Demarçay verdanken, und welches weiterhin von den Herren Runge und Precht und von Herrn

Mai 1903 erschienenen Arbeiten s. die Dissertation von Frau Curie (Paris, Gauthier-Villars, Juni 1903). — Übersetzt von Prof. W. Kaufmann in „Die Wissenschaft", Heft 1. Braunschweig, Vieweg & Sohn. 1904.

1) Von Herrn und Frau Curie und Herrn Bémont entdeckt.

Crookes untersucht worden ist. Das Radium ist ein Element, welches sich in die Reihe der erdalkalischen Metalle im Anschluss an das Baryum einordnen wird; sein Atomgewicht, wie es von Frau Curie bestimmt worden ist, ist gleich 225.

Das Radium ist bisher gewonnen worden aus einem Rückstand bei der Fabrikation, welche bezweckt, das Uran aus seinem Mineral (der Pechblende) auszuscheiden. Dieser Rückstand enthält auf die Tonne 2 bis 3 Dezigramm Radium. Man zieht zunächst aus einer Tonne des Rückstandes 10 bis 15 Kilogramm radiumhaltiges Baryumsalz aus, aus welchem man dann durch fraktionierte Krystallisationen (mit Chlorür oder Bromür) das Radiumsalz gewinnt, da die aus einer Lösung sich abscheidenden Krystalle radiumreicher sind als das in Lösung bleibende Salz.

Man kann die Radioaktivität eines Radiumsalzes zu verschiedenen Zeiten messen von dem Zeitpunkt an, wo man das Salz hat kristallisieren lassen und, wo man es im Trockenapparat getrocknet hat. Man stellt fest, dass die Aktivität einen gewissen Anfangswert hat; dann wächst sie als Funktion der Zeit, anfangs sehr schnell, dann nach und nach langsamer; sie strebt endlich asymptotisch einem Grenzwert zu, der etwa 5 mal stärker ist als die anfängliche Aktivität. Die Aktivität bleibt dann jahrelang unveränderlich, wenn man das Salz in unverändertem Zustande belässt.

Polonium. — Im Gegensatz hierzu ist das Polonium ein Körper, welcher seine Radioaktivität langsam verliert von dem Zeitpunkt an, wo es von dem Uranmineral getrennt wurde, in dem es enthalten war. Nach einigen Jahren ist die Radioaktivität des Poloniums fast vollständig verschwunden. Das Polonium verhält sich also wie ein unbeständiger Körper. Man hat bisher noch nicht den Nachweis erbringen können, dass das Polonium ein neues vom gewöhnlichen Wismut verschiedenes Element sei.

Man kann das Polonium durch Fraktionierung anreichern, indem man durch Wasser basisches Wismutpoloniumnitrat aus saurer Lösung niederschlägt; der gefällte Teil ist der aktivere. Man kann auch eine teilweise Fällung aus stark salzsaurer Lösung durch Schwefelwasserstoff vornehmen; das Polonium konzentriert sich in dem gefällten Schwefelsalz. Diese Fraktionierungsverfahren sind mühsam, weil die Niederschläge sich nur schwer wieder lösen. Herr Marckwald konzentriert die Aktivität durch Eintauchen eines Wismutringes in eine Wismutpoloniumlösung; auf dem Ringe schlägt sich eine Schicht äusserst aktiven Metalls nieder.

Aktinium. — Die Anreicherung des Aktiniums ist noch mühsamer als diejenige des Poloniums. Die festen aktiniumhaltigen Salze besitzen eine Radioaktivität, welche im Verlauf mehrerer Jahre vollkommen unveränderlich bleibt.

II. Strahlung der radioaktiven Körper.

Zusammengesetzte Natur der Strahlung. — Das Radium ist derjenige radioaktive Körper, dessen Strahlung am vollständigsten erforscht worden ist. Man weiss heute, dass das Radium eine Gesamtheit von Strahlen verschiedener Natur aussendet, welche in drei Gruppen zusammengefasst werden können. Nach der von Herrn Rutherford angenommenen Bezeichnungsweise werde ich diese drei Gruppen von Strahlen durch die Buchstaben α, β, γ bezeichnen.

Die Wirkung des Magnetfeldes gestattet, sie zu unterscheiden. In einem starken Magnetfelde werden die α-Strahlen ein wenig von ihrer geradlinigen Bahn abgelenkt, und die Ablenkung geschieht in gleicher Weise wie für die „Kanalstrahlen" des Herrn Goldstein in Vakuumröhren; im Gegensatz hierzu werden die β-Strahlen wie die Kathodenstrahlen abgelenkt, und die γ-Strahlen werden nicht abgelenkt und verhalten sich wie die Röntgenstrahlen.

β-Strahlen. — Die β-Strahlen des Radiums bilden, analog den Kathodenstrahlen, eine heterogene Gruppe; sie unterscheiden sich voneinander durch ihr Durchdringungsvermögen und durch die Ablenkung, welche sie in einem Magnetfelde erleiden.

Gewisse β-Strahlen werden von einem einige Hundertstel Millimeter dicken Aluminiumblättchen absorbiert, während andere unter Diffusion mehrere Millimeter Blei durchdringen.

Wir wollen annehmen, es sei ein geradliniges Bündel Becquerelstrahlen erzeugt mittels eines Stückchens Radiumsalz und eines mit einem Loche versehenen Schirmes. Erregt man nun ein gleichförmiges Magnetfeld senkrecht zur Richtung des Strahlenbündels, so krümmen sich die β-Strahlen und beschreiben Kreisbahnen in einer Ebene senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes. Die Radien der beschriebenen Kreisbögen variieren zwischen weiten Grenzen. Herr Becquerel hat gezeigt, dass die durchdringendsten Strahlen die am wenigsten abgelenkten sind und folglich die Bahnen mit dem grössten Krümmungsradius beschreiben. Fängt man das durch das Magnetfeld abgelenkte β-Strahlenbündel auf eine photographische Platte auf, so erhält man eine Einwirkung auf dieselbe, welche ein richtiges Spektrum bildet, in welchem die verschiedenen β-Strahlen ihre Wirkung getrennt zur Geltung bringen.

Man kann annehmen, dass die β-Strahlen aus Projektilen (Elektronen) bestehen, welche negativ elektrisch geladen sind und vom Radium aus mit grosser Geschwindigkeit fortgeschleudert

werden. Ist dann m die Masse eines fortgeschleuderten Teilchens, e seine Ladung, v seine Anfangsgeschwindigkeit, ϱ der Krümmungsradius seiner Bahn, H die Intensität des Magnetfeldes (welches senkrecht zur Richtung der Anfangsgeschwindigkeit vorausgesetzt wird), μ die magnetische Permeabilität des Mittels, so erhält man die leicht abzuleitende Beziehung:

$$(1) \quad \mu H \varrho = \frac{mv}{e}.$$

Die β-Strahlen werden auch durch ein elektrisches Feld abgelenkt. Wir setzen voraus, es sei ein geradliniges Bündel dieser Strahlen erzeugt. Erregt man nun ein gleichförmiges elektrisches Feld senkrecht zur Anfangsrichtung dieses Strahlenbündels, so werden die Strahlen im umgekehrten Sinne der Feldrichtung abgelenkt und beschreiben parabolische Bahnen. Man kann den Versuch verwirklichen, wenn man das Strahlenbündel zwischen zwei parallelen Metallplatten hindurchgehen lässt, zwischen denen man eine Potentialdifferenz herstellt. Die Ablenkung ist schwach mit den Mitteln, die man zu Gebote hat, und es empfiehlt sich, im Vakuum zu operieren. Die Luft wird nämlich durch die Strahlen leitend gemacht; operiert man also in Luft, so wird die Isolierung unvollkommen, und es ist schwierig, zwischen den Platten eine konstante und hohe Potentialdifferenz aufrecht zu erhalten. Die durchdringungsfähigsten β-Strahlen sind die am wenigsten abgelenkten.

Die Wirkung des elektrischen Feldes ist in Übereinstimmung mit der vorhin dargelegten ballistischen Hypothese. Versetzen wir uns in diese Hypothese and nehmen wir an, dass ein gleichmässiges elektrisches Feld von der Intensität h und der Breite L auf das geladene fortgeschleuderte Teilchen wirke, dessen Anfangsgeschwindigkeit normal zum Felde ist. Die Ablenkung y des äussersten Endes der Flugbahn beim Austritt aus dem Felde wird durch die Formel (2) gegeben unter der Voraussetzung schwacher Ablenkung:

$$(2) \quad \frac{hL^2}{2y} = \frac{mv^2}{e}.$$

Aus den Gleichungen (1) und (2) kann man einerseits die Geschwindigkeit v der Projektile entnehmen, andererseits das Verhältnis $\frac{e}{m}$ der elektrischen Ladung zur zugehörigen Masse.

Die Versuche des Herrn Becquerel haben gezeigt, dass für die intensivsten β-Strahlen das Verhältnis $\frac{e}{m}$ ungefähr 10^7 elektromagnetische Einheiten beträgt, und dass v einen Wert von $1,6 \times 10^{10}\ cm/sec$ hat. Diese Werte sind von derselben Grössenordnung wie für die Kathodenstrahlen.

Herr Kaufmann hat genaue Untersuchungen über denselben Gegenstand angestellt. Dieser Physiker unterwarf ein sehr schmales Bündel Radiumstrahlen der gleichzeitigen Wirkung eines magnetischen und eines elektrischen Feldes, welche beide gleichförmig waren und in der Richtung senkrecht auf der Anfangsrichtung des Strahlenbündels standen. Das Strahlenbündel wird auf einer photographischen Platte aufgefangen, welche senkrecht zu seiner Anfangsrichtung aufgestellt ist. Bei Abwesenheit der beiden Kraftfelder ist der Eindruck auf die Platte ein kleiner kreisrunder Fleck, den wir annäherungsweise als Punkt ansehen wollen. Wirkt das Magnetfeld allein, so erzeugen die verschiedenen β-Strahlen, welche ungleich abgelenkt werden, aber in einer Ebene normal zum Felde bleiben, auf der Platte einen Eindruck in Form einer geraden Linie. Wenn das elektrische Feld allein wirkt, so werden die verschiedenen β-Strahlen ungleich abgelenkt in einer und derselben Ebene, welche durch das Feld geht, und sie erzeugen dann auf der Platte einen Eindruck, welcher geradlinig und auf dem eben erhaltenen senkrecht ist. Wenn die beiden Felder gleichzeitig wirken, so ist der Eindruck auf der Platte eine Kurve. Jeder Punkt der Kurve entspricht einer verschiedenen Art von β-Strahlen. Nimmt man zu Koordinatenachsen auf der photographischen Platte die geraden Linien, welche man erhält, wenn jedes der Felder für sich allein wirkt, so stellen die Koordinaten jedes Punktes der Kurve die elektrische und die magnetische Ablenkung dar, die einer und derselben Strahlenart entsprechen.

Folgendes sind die für v und $\frac{e}{m}$ von Herrn Kaufmann erhaltenen Zahlen; seine Messungen beziehen sich besonders auf die durchdringungsfähigsten Strahlen. Ich gebe zum Vergleich die von Herrn Simon für Kathodenstrahlen erhaltenen Werte mit an:

e/m in elektromagnetischen Einheiten	v in cm/sec	
$1,865 \times 10^7$	$0,7 \times 10^{10}$	für Kathodenstrahlen (Simon)
$1,31 \times 10^7$	$2,36 \times 10^{10}$	für Radiumstrahlen (Kaufmann)
$1,17 \times 10^7$	$2,48 \times 10^{10}$	
$0,97 \times 10^7$	$2,59 \times 10^{10}$	
$0,77 \times 10^7$	$2,72 \times 10^{10}$	
$0,63 \times 10^7$	$2,83 \times 10^{10}$	

Man sieht, dass gewisse β-Strahlen eine der Lichtgeschwindigkeit nahe Geschwindigkeit haben. Man begreift, dass mit solcher Geschwindigkeit beseelte Projektile, wenn sie sehr klein sind, der Materie gegenüber eine sehr grosse Durchdringungsfähigkeit haben können.

Das Verhältnis $\frac{e}{m}$ scheint für die β-Strahlen des Radiums von geringster Durchdringungskraft dasselbe zu sein wie für Kathodenstrahlen. Dieses Verhältnis nimmt aber ab in dem Masse wie die Geschwindigkeit wächst. Die Herren J. J. Thomson und Townsend meinen, dass die in Bewegung befindlichen geladenen Elektronen eine Ladung besitzen, welche für jedes von ihnen dieselbe und gleich derjenigen ist, welche bei der Elektrolyse einer Lösung von einem Wasserstoffatom transportiert wird. Ist dies der Fall, so muss man annehmen, dass die Masse der Projektile mit ihrer Geschwindigkeit wächst, wenn sich diese derjenigen des Lichtes nähert.

Im Falle der Elektrolyse ist das Verhältnis $\frac{e}{m}$ gleich 9650, während dasselbe Verhältnis für die Kathodenstrahlen und die wenig durchdringungsfähigen β-Strahlen gleich $1,865 \times 10^7$ ist. Nimmt man an, dass die Ladung e in beiden Fällen dieselbe ist, so ergiebt sich hieraus, dass die Masse eines Elektrons ungefähr 2000 mal kleiner ist als diejenige eines Wasserstoffatoms.

Theoretische Erwägungen führen zu der Ansicht, dass die Trägheit des Partikels genau bestimmt ist durch seinen Ladungs- und Bewegungszustand, da die Geschwindigkeit einer in Bewegung befindlichen elektrischen Ladung nicht ohne Energieaufwand verändert werden kann. Mit anderen Worten: die Masse des geladenen Teilchens ist, wenigstens teilweise, eine scheinbare oder elektromagnetische Masse. Herr Abraham hat eine Formel angegeben, welche die elektromagnetische Masse eines geladenen Teilchens als Funktion seiner Geschwindigkeit zu berechnen gestattet. Nach dieser Formel ist die von elektromagnetischen Reaktionen herrührende Masse für kleine Geschwindigkeiten konstant; sie wächst dann mit der Geschwindigkeit und nähert sich dem Unendlichen für Geschwindigkeiten, welche sich derjenigen des Lichtes nähern. Herrn Kaufmanns Versuche sind mit dieser Theorie in Einklang und führen um so mehr zu der Annahme, dass die Masse eines Elektrons vollständig elektromagnetischer Natur ist. Diese Resultate sind von grosser theoretischer Bedeutung; sie lassen die Möglichkeit voraussehen, die Grundlagen der Mechanik aufzubauen auf der Dynamik kleiner geladener und in Bewegung befindlicher Massencentren.

α-Strahlen. — Die α-Strahlen des Radiums sind sehr wenig durchdringungsfähig; ein Aluminiumblättchen von einigen Hundertsteln Millimeter Dicke absorbiert sie fast vollständig. Sie werden auch in der Luft absorbiert und können die Luft bei Atmosphärendruck auf eine Entfernung von mehr als 10 cm nicht durchdringen. Die α-Strahlen bilden den wichtigsten Teil der Strahlung des Radiums, wenn man überein kommt, die Strahlung nach der Grösse der Ionisierung zu messen, welche sie in der Luft hervorruft.

Die α-Strahlen werden durch die stärksten elektrischen und magnetischen Felder sehr wenig abgelenkt, und man hat sie anfangs als Strahlen angesehen, welche unter dieser Wirkung überhaupt nicht ablenkbar wären. Indessen gestatteten, schon unabhängig von der Wirkung des Magnetfeldes, die Gesetze der Absorption der α-Strahlen durch vorgeschaltete Schirme aus ihnen eine besondere Gruppe zu bilden und sie klar von den Röntgenstrahlen zu scheiden. Beim Durchgang durch aufeinander folgende Schirme werden nämlich die α-Strahlen immer weniger durchdringungsfähig, während unter denselben Bedingungen die Durchdringungsfähigkeit der Röntgenstrahlen wächst. Es scheint, dass man einen α-Strahl einem Projektil vergleichen kann, dessen Energie beim Durchgang durch jeden Schirm abnimmt. Ein gegebener Schirm absorbiert die α-Strahlen auch viel stärker, wenn er weit vom Radium entfernt aufgestellt ist, als wenn er ganz nahe an das Radium herangebracht wird.

Herr Strutt hat die Ansicht aufgestellt, dass die α-Strahlen den „Kanalstrahlen" in Vakuumröhren analog seien. Herrn Rutherford ist es gelungen, die Wirkung des Magnetfeldes auf die α-Strahlen des Radiums zu zeigen und eine kleine Messung der Ablenkung auszuführen. Herr Becquerel hat die von Herrn Rutherford erhaltenen Resultate bestätigt und eine neue Messung der Erscheinung geliefert. Herr Des Coudres hat eine Messung der elektrischen und der magnetischen Ablenkung der α-Strahlen ausgeführt, wobei er im Vakuum arbeitete.

Aus diesen Untersuchungen geht hervor, dass sich die α-Strahlen verhalten wie Projektile, welche mit grosser Geschwindigkeit begabt und mit positiver Elektrizität geladen sind. Die Ablenkung in einem magnetischen und in einem elektrischen Felde erfolgt im entgegengesetzten Sinne als sie für Kathodenstrahlen stattfinden würde.

Die α-Strahlen bilden eine Gruppe, welche homogen zu sein scheint; sie werden alle in derselben Weise durch das Magnetfeld abgelenkt und geben alsdann kein ausgebreitetes Spektrum wie die β-Strahlen. Die Formeln (1) und (2) auf Seite 284 sind auch hier noch anwendbar. Nach den Messungen von Des Coudres im Vakuum findet man:

$$v = 1,65 \times 10^9, \quad \frac{e}{m} = 6400.$$

Man sieht, dass die Geschwindigkeit der Projektile 20 mal schwächer ist als die des Lichtes. Nimmt man an, dass die Ladung eines Projektils dieselbe ist wie die eines Wasserstoffatoms bei der Elektrolyse, so findet man, dass seine Masse von der Grössenordnung derjenigen eines Wasserstoffatoms ist. (Das Verhältnis $\frac{e}{m}$ ist für Wasserstoff bei der Elektrolyse gleich 9650.) Man sieht ein, dass diese Projektile, welche grösser sind als die Elektronen und mit kleinerer Geschwindigkeit als diese ausgerüstet, auch ein viel kleineres Durchdringungsvermögen haben.

Nach Herrn Becquerels Untersuchungen ist die Krümmung der Flugbahn von α-Strahlen, welche sich in einem gleichförmigen Magnetfeld fortpflanzen, nicht konstant, wenn die Fortpflanzung in Luft von Atmosphärendruck erfolgt. Ganz zu Anfang ist diese Krümmung die gleiche wie die im Vakuum erhaltene; sie wird aber nach und nach weniger gross in dem Masse wie der Strahl sich von der Strahlungsquelle entfernt. Man kann diese Erscheinung durch die Annahme erklären, dass neue Teilchen sich an den Projektilen, welche die Strahlen bilden, festsetzen, während diese ihre Bahn in der Luft vollenden. Diese Annahme würde auch die Thatsache erklären, dass das Absorptionsvermögen eines Schirmes für α-Strahlen zunimmt, wenn man den Schirm von der Strahlungsquelle entfernt.

Die α-Strahlen sind es, die in dem ausserordentlich schönen Versuch wirksam sind, welcher mit dem Spinthariskop des Herrn Crookes ausgeführt wird. In diesem Apparat wird ein ganz kleines Bröckchen Radiumsalz (ein Bruchteil eines Milligramms) durch einen Metalldraht in geringer Entfernung (1/2 mm) von einem phosphoreszierenden Zinksulfatschirm gehalten. Untersucht man in der Dunkelheit die dem Radium zugekehrte Fläche des Schirmes mit einer Lupe, so bemerkt man über den Schirm verstreut leuchtende Punkte, welche an einen Sternenhimmel erinnern; diese leuchtenden Punkte erscheinen und verschwinden fortgesetzt. Nach der ballistischen Theorie kann man sich vorstellen, dass jeder leuchtende Punkt, der auftritt und verschwindet, durch den Aufschlag eines Projektils entsteht. Man würde es hier zum ersten Male mit einer Erscheinung zu thun haben, welche die individuelle Wirkung eines Atoms zu unterscheiden gestattete.

γ-Strahlen. — Die γ-Strahlen des Radiums sind den Röntgenstrahlen vollständig vergleichbar. Sie scheinen nur einen geringen Teil der Gesamtstrahlung auszumachen. Es giebt γ-Strahlen von ausserordentlich grossem Durchdringungsvermögen, und diese Strahlen werden beim Durchgang durch die meisten Körper nur sehr wenig zerstreut.

Diffusion der Radiumstrahlen. — Ein Bündel Becquerelstrahlen gehe vom Radium aus und werde durch Spalte begrenzt, welche aus Bleischirmen ausgeschnitten sind. Trifft das Bündel auf einen dünnen Schirm, so werden die α-Strahlen absorbiert, die β-Strahlen nach allen Richtungen hin zerstreut; die γ-Strahlen durchdringen den Schirm teilweise, als wohlbegrenztes Bündel mit scharfen Rändern; die γ-Strahlen können so ein dickes Glasprisma durchsetzen, ohne dass das Bündel dadurch aufhörte, geradlinig und scharf begrenzt zu sein. Man hat sich gefragt, ob die β-Strahlen beim Durchgang durch einen festen Schirm immer vollständig diffus werden. Die Versuche des Herrn Becquerel zeigen, dass ein Bündel β-Strahlen sich in Paraffin in scharf begrenzter Form fortpflanzen kann. Herr Becquerel benutzt die Wirkung der β-Strahlen auf die photographische Platte, um auf einer Platte die Spur der Bahn von β-Strahlen zu untersuchen, welche durch ein Magnetfeld dispergiert sind. Man sieht auf den Abzügen, dass die durchdringungsfähigsten Strahlen ohne merkliche Diffusion 7 bis 8 mm Paraffin durchsetzen, während die weniger durchdringungsfähigen Strahlen schon nach einem Wege von 2 mm vollständig diffus geworden sind. Das Magnetfeld lenkt die β-Strahlen in Paraffin wie in Luft ab.

Leitfähigkeit dielektrischer Flüssigkeiten unter der Wirkung der Radiumstrahlen. — Dielektrische Flüssigkeiten erhalten durch die Einwirkung des Radiums eine geringe Leitfähigkeit. Man kann diese Erscheinung an Petroläther, Vaselinöl, Benzol, Amylen, Schwefelkohlenstoff und flüssiger Luft feststellen.

Strahlung anderer radioaktiver Körper. — Das Polonium sendet nur Strahlen von sehr geringer Durchdringungsfähigkeit aus, welche mit den α-Strahlen des Radiums identisch zu sein scheinen. Sie besitzen ungefähr das gleiche Durchdringungsvermögen und werden in derselben Weise durch ein Magnetfeld abgelenkt; endlich kann man auch mit den α-Strahlen des Poloniums den Spinthariskopversuch ausführen. Das Polonium liefert also eine Quelle für α-Strahlen ohne Beimischung der anderen Strahlenarten, was für gewisse Untersuchungen wertvoll ist. Aber die Quelle erschöpft sich, und nach Verlauf einiger Jahre hat das Polonium, wenn es von dem Mineral abgeschieden ist, in welchem es enthalten war, seine Aktivität verloren.

Thor, Uran und Aktinium scheinen α- und β-Strahlen auszusenden; man hat die Ablenkbarkeit der β-Strahlen nachweisen können.

Elektrische Ladung der Radiumstrah-

len. — Nach der ballistischen Theorie müssen die α-Strahlen positive, die β-Strahlen negative elektrische Ladung transportieren. Frau Curie und ich haben gezeigt, dass, entsprechend dieser Theorie, die β-Strahlen des Radiums die Körper, von welchen sie absorbiert werden, negativ laden. Um dies zu zeigen, bedient man sich einer Bleiplatte in Verbindung mit einem Elektrometer. Die Bleiplatte ist ganz mit einer Paraffinschicht überzogen, welche ihrerseits von einer zur Erde abgeleiteten Aluminiumhülle umgeben ist. Das Radium befindet sich in einem kleinen Behälter ausserhalb und sendet seine Strahlen auf die so geschützte Bleiplatte. Die α-Strahlen werden durch die äussere Aluminiumhülle zurückgehalten; ein Teil der β-Strahlen durchdringt das Aluminium und das Paraffin und wird von dem Blei absorbiert, welches sich negativ aufladt. Das Paraffin ist notwendig, um eine hinreichende Isolierung der Bleiplatte zu erzielen, welche sich nicht würde aufladen können, wenn sie von Luft umgeben wäre, da diese durch die Becquerelstrahlen leitend gemacht werden würde.

Wir haben ferner gezeigt, dass ein Radiumsalz sich positiv aufladt, wenn es von einer isolierenden Schicht umgeben wird und nach aussen β-Strahlen aussendet, während die α-Strahlen nicht austreten können.

Ein hermetisch verschlossenes Fläschchen, welches ein Radiumsalz enthält, lädt sich von selbst elektrisch wie eine Leidener Flasche. Ritzt man nach genügend langer Zeit mit einem Glasmesser die Wände des Fläschchens, so tritt ein Funke aus, welcher das Glas an einer Stelle durchschlägt, wo die Wand durch das Glasmesser dünner gemacht worden ist; gleichzeitig spürt der Beobachter einen kleinen Schlag in den Fingern infolge des Durchganges der Entladung.

Phosphoreszenz der Körper unter der Einwirkung der Becquerelstrahlen. Lichtausstrahlung von Radiumsalzen. Färbung der Körper unter der Einwirkung der Strahlen. — Die Radiumstrahlung ruft bei einer grossen Anzahl von Körpern Phosphoreszenz hervor, so bei den alkalischen und erdalkalischen Salzen, bei Uran- und Kalisulfat, bei organischen Körpern wie Baumwolle, Papier, schwefelsaurem Chinin, Haut, Glas, Quarz u. s. w. Die empfindlichsten Körper sind Baryumplatincyanür, Willemit (Zinksilikat), Sidotsche Zinkblende, Diamant. Für durchdringungskräftige β-Strahlen sind Willemit und Baryumplatincyanür die empfindlichsten Körper, während man bei α-Strahlen vorteilhaft die phosphoreszierende Zinkblende anwendet.

Die phosphoreszierenden Substanzen werden durch fortgesetzte Einwirkung der Radiumstrahlen verändert; sie werden dann weniger erregbar und leuchten schwächer unter der Einwirkung der Strahlen. Gleichzeitig verfärben und färben sich diese Körper. Glas färbt sich violett und schwarz oder braun; die Alkalisalze werden gelb, grün oder blau; durchsichtiger Quarz wird zu Rauchquarz; farbloser Topas wird gelb, orange u. s. f. Das durch Radium gefärbte Glas ist thermolumineszent; erhitzt man es auf etwa 500^0, so sieht man es Licht aussenden; gleichzeitig entfärbt es sich und kehrt wieder in seinen ursprünglichen Zustand zurück, es ist alsdann fähig, von neuem gefärbt zu werden, wenn Radiumstrahlen auf es einwirken.

Die Radiumsalze sind selbstleuchtend. Man kann annehmen, dass sie sich selbst zur Phosphoreszenz erregen durch die Einwirkung der Becquerelstrahlen, welche sie aussenden. Die Anhydride von Radiumchlorid und Radiumbromid sind diejenigen Salze, welche die grösste Leuchtintensität aufweisen. Man kann sie von hinreichender Leuchtkraft erhalten, um ihr Licht bei vollem Tageslicht sehen zu können. Das von den Radiumsalzen ausgestrahlte Licht erinnert in seiner Färbung an das des Glühwurms (Lampyris). Die Leuchtkraft der Radiumsalze nimmt mit der Zeit ab, ohne jedoch jemals vollständig zu verschwinden; gleichzeitig färben sich die anfangs farblosen Salze grau, gelb oder violett.

Physiologische Wirkungen der Radiumstrahlen. — Die Radiumstrahlen rufen verschiedene physiologische Wirkungen hervor.

Ein Radiumsalz, welches sich in einem lichtdichten Papp- oder Metallkasten befindet, wirkt trotzdem auf das Auge und erregt eine Lichtempfindung. Um dieses Resultat zu erzielen, kann man den Kasten, der das Radium enthält, vor das geschlossene Auge oder gegen die Schläfe halten. Bei diesen Versuchen werden die Augenmedien unter der Einwirkung der Radiumstrahlen durch Phosphoreszenz leuchtend, und das Licht, welches man bemerkt, hat seine Quelle im Auge selbst.

Die Radiumstrahlen wirken auf die Haut. Hält man ein Fläschchen mit Radium einige Minuten lang gegen die Haut, so spürt man keinerlei besondere Empfindung; nach 15 bis 20 Tagen aber entsteht auf der Haut eine Rötung, später ein Schorf in der Gegend, wo man das Fläschchen aufgelegt hatte. Wenn die Einwirkung der Strahlen lange genug gedauert hat, so bildet sich hinterher eine Wunde, deren Heilung monatelang dauern kann. Die Wirkung der Radiumstrahlen auf die Epidermis ist derjenigen der Röntgenstrahlen analog. Gegenwärtig versucht man, diese Wirkung für die Behandlung von Lupus und Krebs nutzbar zu machen.

Die Radiumstrahlen wirken auch noch auf

die Nervencentren und veranlassen alsdann Lähmungen oder den Tod (Danysz). Sie scheinen auch in besonders starkem Masse in der Entwicklung begriffene lebende Gewebe zu beeinflussen (Bohn).

Verwendung von Radium zum Studium der Luftelektrizität. — Die Radiumstrahlen sind für die Erforschung der atmosphärischen Elektrizität nutzbar gemacht worden (Paulsen, Witkowski, Moureaux). Ein am Ende eines metallenen Stieles befestigtes kleines Quantum eines Radiumsalzes dient als Fangkontakt für das Potential. Durch diese sehr einfache Anordnung vermeidet man die Anwendung von Flammen oder Wassertropfapparaten zur Potentialmessung an einem Punkte der Atmosphäre.

III. Von Radiumsalzen entbundene Wärme.

Die Radiumsalze setzen fortgesetzt Wärme in Freiheit. Diese Wärmeentbindung ist stark genug, um sie an einem groben Experiment zu zeigen, das man mittels zweier gewöhnlicher Quecksilberthermometer anstellt. Man nimmt dazu zwei untereinander gleiche Vakuumgefässe zur Wärme-Isolierung. In eines dieser Gefässe steckt man ein Glasfläschchen mit 7 Dezigramm reinen Radiumbromids; in das zweite Gefäss steckt man ein Glasfläschchen mit irgendeiner inaktiven Substanz, beispielsweise Chlorbaryum. Die Temperatur in jedem der beiden Luftmäntel wird durch ein Thermometer angezeigt, dessen Kugel in unmittelbare Nähe des Fläschchens gebracht ist. Die Öffnung der Isolatoren ist mit Baumwolle verschlossen. Unter diesen Bedingungen zeigt das Thermometer, welches sich im gleichen Gefäss mit dem Radium befindet, beständig eine um 3^0 höhere Temperatur an als andere Thermometer.

Man kann die vom Radium abgegebene Wärmemenge mittels des Bunsenschen Eiskalorimeters auswerten. Man stellt in das Kalorimeter ein Fläschchen mit dem Radiumsalz und stellt eine dauernde Wärmezufuhr fest, welche aufhört, sobald man das Radium entfernt. Die Messung, welche mit einem lange zuvor bereiteten Radiumsalz ausgeführt wurde, zeigt, dass jedes Gramm Radium stündlich 80 kleine Kalorien abgiebt. Das Radium giebt also in jeder Stunde eine Wärmemenge ab, welche hinreicht, um eine Eismenge von seinem Gewicht zu schmelzen. Dabei bleibt das angewandte Radiumsalz anscheinend immer auf demselben Zustand; übrigens könnte auch keinerlei gewöhnliche chemische Reaktion zur Erklärung einer derartigen dauernden Wärmeabgabe herangezogen werden.

Man stellt ferner fest, dass ein frisch bereitetes Radiumsalz eine verhältnismässig geringe Wärmemenge abgiebt. Die in einer gegebenen Zeit entbundene Wärmemenge nimmt dann dauernd zu und strebt einem bestimmten Grenzwert zu, der jedoch nach Verlauf eines Monats noch nicht vollständig erreicht ist.

Wenn man ein Radiumsalz in Wasser auflöst und die Lösung in eine zugeschmolzene Röhre einschliesst, so ist die von der Lösung abgegebene Wärmemenge anfangs gering; sie nimmt dann zu und strebt, nach Verlauf eines Monats, konstant zu werden. Wenn der Grenzzustand erreicht ist, so giebt das in der luftdicht verschlossenen Röhre eingeschlossene Radium in fester Form dieselbe Wärmemenge ab wie in gelöstem Zustande.

Man kann ferner die Wärmemenge messen, welche das Radium bei verschiedenen Temperaturen abgiebt, wenn man sie zur Verdampfung eines verflüssigten Gases benutzt und das Volumen des sich entwickelnden Gases misst. Man kann den Versuch mit Methylchlorid anstellen (—21^0).

Herr Professor Dewar und ich haben das Experiment mit flüssigem Sauerstoff (bei —180^0) und flüssigem Wasserstoff (—252^0) ausgeführt. Letzterer Körper eignet sich besonders gut zur Ausführung des Versuches: Ein Rohr A (Fig. 1

Fig. 1.

ist unten geschlossen und wird von einem Dewarschen Vakuumkolben zur Wärme-Isolierung umgeben; es enthält etwas flüssigen Wasserstoff H. Ein Entbindungsrohr tt gestattet, das Gas in einem mit Wasser gefüllten graduierten Messglas aufzufangen. Das Rohr A und sein Isolator tauchen beide in ein Bad von flüssigem Wasserstoff H'. Unter diesen Bedingungen tritt im Rohr A keinerlei Gasentbindung ein. Bringt man ein Fläschchen a mit 7 Dezigramm Radiumbromid in den Wasserstoff des Rohres A, so zeigt sich eine beständige Entwicklung von Wasserstoffgas, und man erhält 73 cm^3 Gas in der Minute. (Das Radiumbromid war erst 10 Tage zuvor hergestellt worden.)

(Fortsetzung folgt.)

Beobachtungen über das Leuchten des Sidot-Blendeschirmes.

Von H. Baumhauer.

Für den Beobachter, welcher sich des Schirmes mit Sidotblende bedient, ist es natürlich vor allem nötig, die Bedingungen zu kennen, unter denen ein Aufleuchten des Schirmes, unabhängig von der Gegenwart radioaktiver Substanzen, stattfindet. In dieser Beziehung ist zunächst irgendwelche mechanische Beeinflussung von Bedeutung: schon ein Biegen und Zurückschnellen des Kartons (Schirmes) bewirkt ein momentanes Leuchten, ebenso Druck oder Streichen mit einem harten Körper. Bei Versuchen, ein Leuchten mit verschiedenen Mineralien oder infolge der sog. N-Strahlen zu bemerken, welche Versuche jedoch erfolglos blieben, fiel mir auf, dass der Schirm, nachdem er und das Auge gut ausgeruht waren, ziemlich stark bis intensiv leuchtete, wenn man gegen denselben hauchte, oder wenn er auch nur in der Nähe von Mund und Nase von der ausgeatmeten Luft getroffen wurde. Im Anschluss hieran wurden weitere Beobachtungen angestellt, wobei sich zeigte, dass ein Strom von Luft, gegen den Schirm geblasen, keine Wirkung hervorbringt. Hält man aber den Schirm gegen den von heissem Wasser ausströmenden Dampf, so leuchtet er bald ziemlich hell, während ein erwärmter Körper, in seine unmittelbare Nähe gebracht, auch ein Eintauchen in heissen Sand höchstens ein ganz schwaches Leuchten hervorbringt. Taucht man hingegen den Schirm in warmes Wasser, so leuchtet er nach dem Herausnehmen sehr intensiv. Aber er leuchtet auch schön, wenn man ihn mit kaltem Wasser bespritzt, an der benetzten Stelle. Allmählich nimmt das Leuchten ab, ebenso wie die Lichtentwickelung nach dem Anhauchen rasch wieder verschwindet. Der Schirm leuchtet auch an der betreffenden Stelle, wenn man ihn mit dem Finger anfasst; auch hier ist, wie ich glaube, die Ursache in der vom Finger abgegebenen Feuchtigkeit zu suchen. Hält man den Finger bloss dicht vor den Schirm, ohne denselben zu berühren, so beobachtet man kein Leuchten (vielleicht ist es auch nur minimal). Begiesst man den Schirm mit Äther, so leuchtet er nicht; wenn aber der Äther verdunstet ist, so beginnt der Schirm zu leuchten. Möglicherweise ist dies auf eine Spannung zurückzuführen, welche durch die ziemlich starke Temperaturdifferenz infolge der Verdunstung des Äthers im Schirme entsteht, vielleicht auch auf den raschen Wechsel der Temperatur selbst.

Besonders wichtig erscheint mir der Umstand, dass der Schirm sehr deutlich aufleuchtet, wenn man ihn anhaucht. Dies kann leicht zu Täuschungen führen, wenn man Beobachtungen über die Aktivität anderer Körper machen will und sich dabei unwillkürlich dem Schirme sehr nähert.

Auffallend ist noch folgendes. Nachdem der Schirm mit kaltem Wasser bespritzt war, leuchtete er an der getroffenen Stelle sehr schön. Allmählich wurde das Leuchten immer schwächer. Behaucht man dann den angetrockneten oder fast trockenen Schirm, so leuchten nur die vorher vom Wasser nicht benetzten Teile, während sich die vorher benetzten nun dunkel von der hellen Umgebung abheben. Ist der Schirm wieder ganz trocken und wird ins Sonnenlicht gehalten, so leuchtet er wieder im ganzen.

Vorstehende Mitteilung möchte ich als vorläufige bezeichnen, weitere Beobachtungen sollen sich anschliessen. Die Erklärung wird wohl eine einfache sein; immerhin glaube ich, dass die, mir wenigstens meist neuen Erscheinungen aus dem oben angegebenen Grunde eine gewisse praktische Bedeutung besitzen.

Freiburg (Schweiz).

(Eingegangen 17. März 1904.)

Die Einwirkung von Selenzellen auf die photographische Platte.

(Bemerkung zu: Neue Strahlen oder eine neue Emanation von J. J. Taudin Chabot.)

Von G. Berndt.

In dieser Zeitschrift 5, 103, 1904, beschreibt Herr Taudin Chabot einen Versuch, wonach eine von einem elektrischen Strome durchflossene Selenzelle auf eine photographische Platte einwirkt, derart, dass ein Aluminiumblech eine deutliche Silhouette giebt und feine Querstreifen auftreten, die den Drähten der Zelle entsprechen. Er glaubte, aus diesen Versuchen den Schluss ziehen zu dürfen, dass von der Selenzelle neue Strahlen oder eine neue Emanation ausgeht.

Ich habe diesen Versuch mit meinen Zellen auf Kohle [1]) wiederholt, mit der Vorsichtsmassregel, dass ich sowohl den Streifen aus Aluminiumblech, welcher den mittleren Teil der Zelle verdeckte, von dieser, als auch die Platte von dem Aluminiumstreifen durch eine dünne Luftschicht trennte, damit nicht durch den Kontakt Zelle — Aluminium — photographische Platte eine chemische Wirkung auftrat und die Platte dadurch geschwärzt wurde. Soviel ich sehe, hat Herr Taudin Chabot diese Vorsichtsmassregel nicht angewendet, und seine

1) Diese Zeitschrift 5, 121, 1904.

Versuche scheinen deshalb wohl nicht ganz einwandsfrei. —

Die Zellen waren längere Zeit unbelichtet gewesen; die photographische Platte wurde im Dunkeln auf die Zelle gebracht und 172 Stunden der Wirkung derselben ausgesetzt; die eine Zelle war stromlos, die andere wurde von einem Strome von der Grössenordnung 10^{-5} durchflossen. Die Platten wurden dann, gleichfalls im Dunkeln, in den Entwickler gebracht. Es zeigte sich auf denselben auch nicht die geringste Andeutung.

Wenn auch der von mir verwendete Strom wesentlich schwächer war als der von Herrn Taudin Chabot, so hätte doch zum mindesten die Silhouette des Aluminiumstreifens erscheinen müssen, da dies nach Angabe von Herrn Taudin Chabot auch bei der nicht stromdurchflossenen Zelle der Fall war.

Ich kann deshalb die Vermutung nicht von der Hand weisen, dass bei den Versuchen von Herrn Taudin Chabot Fehler durch den Kontakt der photographischen Platte mit dem Aluminiumblech und der Selenzelle aufgetreten sind. Es wäre erwünscht, wenn auch von anderer Seite diese Versuche unter den nötigen Vorsichtsmassregeln wiederholt werden würden.

Physik. Labor. des Städt. Höh. Techn. Inst. Cöthen, März 1904.

(Eingegangen 18. März 1904.)

Einige Beobachtungen über das elektrische Verhalten der Atmosphäre am Meere.

Von A. Löwy und Franz Müller.

In Fortsetzung früherer Untersuchungen über den Einfluss des Höhenklimas auf die Funktionen des menschlichen Organismus haben wir im verflossenen Sommer gleichartige Untersuchungen über den Einfluss des Seeklimas ausgeführt. Um einen tieferen Einblick in die Ursachen etwaiger Veränderungen des Stoffumsatzes zu erlangen, wurden sowohl im Gebirge wie an der See meteorologische Beobachtungen angestellt und speziell das Verhalten des Potentialgefälles und der Ionisation der Luft mittels des Elster-Geitelschen Apparates verfolgt. Über die Resultate der Untersuchungen in den Alpen hat bereits vor einiger Zeit W. Caspari in dieser Zeitschrift **3**, 521, 1902 berichtet. Es sollen im folgenden Beobachtungen mitgeteilt werden, die wir in Westerland auf Sylt und auf Helgoland angestellt haben. Obwohl nicht zahlreich im Vergleich zu den Beobachtungen der Herren Elster und Geitel auf Juist und Spitzbergen[1]), dürften sie doch einiges Interessante bieten und mögen als weiteres Material für das Verhalten der Luftelektrizität am Meeresstrande dienen.

Die Versuche wurden zum grössten Teil in Westerland auf der Düne, also ca. 40 m über dem Meeresspiegel und etwa 50 m vom Meer entfernt, einige unmittelbar am Meere, und in Helgoland zum Teil auf der sogenannten Düne, d. h. der flachen, der Insel vorgelagerten Sandbank, zum Teil auf dem Plateau der Insel, dem sogenannten Oberland, angestellt. Sie wurden derart ausgeführt, dass die erste Ablesung wie üblich 5 Minuten nach der Ladung stattfand, dann jedoch folgte nach abermals 5 Miuuten eine zweite, nach weiteren 10 Minuten eine dritte und nach 5 Minuten eine vierte. Für die Berechnung wurden die Ablesungen so kombiniert, dass durch Zusammenfassung der ersten und dritten und zweiten und vierten sich 2 je 15 Minuten währende Beobachtungsperioden ergaben. (In der folgenden Tabelle A sind die ersten Werte mit I, die zweiten Werte mit II bezeichnet.) Wir thaten dies, da nach der Ansicht massgebender Autoren ein Abwarten von nur 5 Minuten vom Moment der Ladung ab nicht immer genügt, um Unregelmässigkeiten in der Entladung des Elektroskops auszuschalten. Im folgenden wollen wir uns nun zuerst auf die I-Werte beziehen, da sie mit allen von anderen Beobachtern gewonnenen direkt vergleichbar sind:

Betrachten wir zunächst die auf der Westerländer Düne gewonnenen Daten, so beträgt der Maximalwert von a_- 2,21, der von a_+ 1,08, der Minimalwert von a_- 1,16 und von a_+ 0,32. Das Gesamtmittel ergiebt sich zu: $a_- = 1,56$, $a_+ = 0,64$.

Vergleichen wir diese Mittelwerte mit den von anderen Forschern gewonnenen, so liegen die Zerstreuungswerte der negativen Ladung ein wenig über dem von Elster und Geitel in Wolfenbüttel[2]) und von Caspari[3]) in Brienz erhaltenen Mittelwert (a_- 1,36 bezw. 1,27), bleiben dagegen hinter den von W. Saake in Arosa gefundenen[4]) zurück (a_- 1,97). Demgegenüber ist der Zerstreuungswert der positiven Ladung bei uns auffallend niedrig: In Wolfenbüttel betrug das Mittel von a_+: 1,30, in Brienz 1,14, in Arosa 1,16. Daher fanden wir für $\frac{a_-}{a_+} = q$ einen verhältnismässig hohen Mittelwert $= 2,68$ (Wolfenbüttel 1,05, Brienz 1,26, Arosa 1,22). Es liess sich also eine deut-

1) J. Elster, Messungen des elektrischen Potentialgefälles auf Spitzbergen und Juist. Terr. Magn. 1902.

2) J. Elster und H. Geitel, Messungen der Elektrizitätszerstreuung in der freien Luft. Wien. Sitz.-Ber. **111**, IIa, 1902.

3) loc. cit.

4) Diese Zeitschr. **4**, 626, 1903.

Tabelle A.

Datum	Zeit	Ort Sylt	Wetter	Windstärke, Richtung	Barometerstand	I					II					Potentialgefälle in Volt pro 1 m
						E_-	E_+	a_-	a_+	q	E_-	E_+	a_-	a_+	q	
11. VIII.	6^5p	Düne	Etwas bewölkt, zeitweise Sonne	W_2	762,0	5,556	2,405	1,218	0,527	2,310	5,595	2,921	1,227	0,640	1,915	452
13. „	10a	„	Sonne	W_3	762,5	5,476	1,739	1,201	0,318	3,149	5,271	1,846	1,156	0,405	2,855	598
14. „	10a	Strand auf Buhne	Sonne, Meer ruhig, Ebbe	SO_2	—	6,104	5,827	1,339	1,278	1,048	5,299	7,389	1,162	1,621	0,717	199
14. „	12	Düne	Sonne	SO_3	756,0	7,433	3,540	1,630	0,776	2,100	7,869	4,400	1,726	0,965	1,788	609
15. „	12	„	Sonne	SW_4	748,0	10,117	4,210	2,209	0,923	2,403	10,936	5,293	2,398	1,161	2,066	344
16. „	4p	Strand 5 m vom Wasser	Sonne, mittlere Wellen, steigende Flut	W_5	753,5	7,222	3,092	1,584	0,678	2,336	8,765	2,885	1,922	0,633	3,038	302
16. „	5^{30}p	Düne	Sonne	W_5	—	6,339	1,561	1,390	0,342	4,061	6,420	2,242	1,408	0,492	2,864	990
23. „	3p	Strand 10 m vom Wasser	Leicht bewölkt, zeitweise Sonne, fallende Flut	SO_3	758,8	5,471	3,814	1,200	0,836	1,434	4,380	4,998	0,960	1,096	0,876	335
23. „	5p	Düne	Zunehmende Bewölkung, Regen droht	SO_4	—	7,633	4,948	1,674	1,085	1,543	7,302	5,763	1,601	1,264	1,267	610
25. „	6p	„	Sonne	SW_3	758,0	8,746	2,101	1,918	0,461	4,163	8,107	1,352	1,778	0,296	5,996	780
25. „	12^{30}	„	Sonne, Meer sehr bewegt	W_6	758,0	5,281	3,139	1,158	0,688	1,682	4,336	3,913	0,951	0,858	1,108	—
Gesamtmittel		Sylt						1,512	0,719	2,384			1,488	0,857	2,226	522
Versuche auf Düne		„						1,563	0,641	2,676			1.541	0,760	2,482	626
Versuche a. Strand		„						1,374	0,931	1,606			1,348	1,117	1,543	278

Helgoland.

Datum	Zeit	Ort	Wetter	Windstärke, Richtung	Barometerstand	E_-	E_+	a_-	a_+	q	E_-	E_+	a_-	a_+	q	Potentialgefälle
3. IX.	12^{30}	Düne 10 m v. Wasser, N-Spitze	Sonne, dann leicht bedeckt, Ebbe, Wind direkt vom Wasser	WNW_2		4,670	3,047	1,024	0,668	1,533	3,515	3,020	0,771	0,662	1,164	490
4. „	2^{30}p	„	Sonne, Ebbe, Meer sehr ruhig	SO_1		5,821	1,197	1,276	0,262	4,863	—	—	—	—	—	—
3. „	5p	Oberland, SW-Seite	Sonne, warm, später leicht bewölkt	—		7,280	0,397	1,596	0,871	1,834	6,040	—	1,324	—	—	668
4. „	5p	Dito, NW-Rand, direkt zum Meer	Sonne verdeckt Kumuli	SO_1		7,253	4,152	1,590	0,910	1,747	7,556	4,506	1,657	0,988	1,677	490

lich erhöhte, negative Unipolarität konstatieren.

Wenden wir uns weiter zu den drei direkt am Meere gemachten Doppelbestimmungen, so kann es nicht wundernehmen, dass die Mittelwerte niedriger liegen ($a_+ = 1,37$, $a_- = 0,93$, $q = 1,61$), da ja Elster und Geitel eine Abhängigkeit dieser Konstanten von der Luftfeuchtigkeit in dem Sinne erwiesen haben[1]), dass die Zerstreuungswerte mit wachsender relativer Feuchtigkeit abnehmen. Andererseits werden freilich wohl auch am Meeresstrande Verhältnisse mitspielen, wie sie Lenard in eingehendster Weise an Wasserfällen studiert hat.[1]) Dort wird durch das stürzende Wasser infolge starker negativer Ionisation der Umgebung der positive Zerstreuungswert abnorm hoch, während umgekehrt bei Salzwasserzerstäubung mit über 0,01 Proz. Kochsalzgehalt der negative Zerstreuungswert wächst. Unsere Werte sind übrigens zu gering an Zahl, als dass man sich erlauben dürfte, aus ihnen allein charakteristische Differenzen zwischen Strand und Düne abzuleiten. Dasselbe gilt für die Versuche auf Helgoland. Auch ihre geringe Zahl gestattet vorerst nicht, auf die Unterschiede zwischen den

1) loc. cit. S. 964/965.

1) Wied. Ann. **46**, 584, 1892.

Bestimmungen auf dem Oberland und am Strande entscheidenden Wert zu legen. Deutlich ist immerhin am Strande eine Abnahme des positiven Zerstreuungswertes. Das Niveau aller Helgoländer Werte liegt ungefähr auf der gleichen Höhe wie in Westerland.

Sehr auffällig ist der Wert von q am 4. September, der auf der Düne gefunden wurde (4,86). Es handelte sich um einen absolut windstillen, klaren, sonnigen Tag bei völlig ruhigem Meere. Die Witterung dieses Tages war durchaus nicht von dem der übrigen Tage zuvor verschieden, an denen die Werte von q um 1,7 herum lagen. Der hohe Wert ist im wesentlichen bedingt durch eine sehr geringe positive Zerstreuung. Auch in Westerland haben wir vereinzelt ähnliche Verhältnisse gefunden. Zweimal, am 16. und 25. August, war der Wert von q fast so hoch wie in Helgoland (4,06 bez 4,16), und auch hier kam er durch abnorm niedrige positive Zerstreuung zustande. Die Witterung dieser Tage erwies sich ebenfalls, soweit die gewöhnlichen meteorologischen Faktoren in Betracht kommen (s. Tab. B), nicht auffällig verschieden von der der anderen, so dass wir die Erklärung in vielleicht von uns noch nicht zu übersehenden Faktoren zu suchen haben.

Vergleichen wir unsere Resultate mit den von Elster und Geitel in Juist gefundenen, so sind ihre Mittelwerte aus 120 Einzelbeobachtungen während des Juli 1901 für a_- 1,54, a_+ 1,17, q 1,32, also niedriger als die unsrigen. Sie bemerken aber ausdrücklich, dass fast immer Landwinde herrschten. „An den wenigen Tagen mit steiler Seebrise wurden Zerstreuungskoeffizienten erhalten, welche die im Binnenlande bislang beobachteten Maxima um etwa 1 Proz. übertrafen.“ Und so finden sie Maximalwerte von a_- 4,70 und a_+ 3,75, aber keine hohen Quotienten. Es scheint demnach fast, als ob die Art des Windes von ausschlaggebendem Einfluss auf die Ionisation der Seeluft ist.[1]) Höher liegt das Niveau ihrer Beobachtungen auf Spitzbergen. (Mittelwert: a_- 4,62, a_+ 2,88, Maximalwert: a_- 10,20, a 6,03, q 1,60.) Der Unterschied gegenüber unseren Beobachtungen liegt darin, dass die absoluten Zerstreuungswerte viel grösser sind, und die von ihnen gefundene höhere Leitfähigkeit sich sowohl auf positive wie negative Elektronen bezieht, während sie in unseren Versuchen nur für die negativen Elektronen und in geringerem Masse ausgesprochen ist. Bekanntlich sind die Werte von q im Hochgebirge und auf Bergspitzen besonders hoch, wobei zugleich auch das Potentialgefälle ein erhebliches ist. Wenn auch die von uns für das Potentialgefälle ermittelten Werte nicht gerade als niedrig bezeichnet werden können und grösser sind als die in Spitzbergen beobachteten (Tab. A), so scheinen sie doch nicht von der Ordnung zu sein, dass sie zur Erklärung der Erhöhung des Wertes von q allein ausreichen.

Betrachten wir zum Schluss noch einmal die mit II bezeichneten Beobachtungen der Tabelle A (10. bis 25. Minute nach der Ladung), so zeigen sie allerdings Differenzen gegen I, und zwar in dem Sinne, dass das Mittel der II-Werte bei negativer Ladung niedriger, bei positiver höher liegt als bei I. Die Abweichung von a_- ist relativ geringfügig, von a_+ aber erheblicher. Daraus folgt dann, dass der Mittelwert von qII niedriger liegt als der von qI. Mögen nun diese oder jene Zahlen als die der Wahrheit näher kommenden zu betrachten sein, so werden durch diese Schwankungen doch die Eigentümlichkeiten der Elektrizitätszerstreuung der Seeluft, wie sie unsere Versuche für das Nordseeklima ergeben haben, — d. h. die negative Unipolarität — nicht verwischt.

Wir hatten seinerzeit im Gebirge als auffallende Wirkung des Höhenklimas auf den menschlichen Organismus eine Steigerung des Stoffumsatzes gefunden, die nicht auf die Dünnheit der Höhenluft zu beziehen war. Eine Wirkung derselben Art übt auch das Seeklima aus. Da sich nun das Verhalten der Ionisation der Luft in beiden Klimaten als ein vom binnenländischen Niederungsklima verschiedenes und unter sich ähnliches erwiesen hat, so wäre es immerhin möglich, dass ihm auch ein Anteil an der physiologischen Wirkung zukommt. Hierauf haben bereits E. Aschkinass und W. Caspari hingewiesen.[1]) Nach den neuesten Untersuchungen von Elster und Geitel und von Saake[2]) kann die starke Ionisation der Luft auf dem Vorhandensein radioaktiver Stoffe beruhen. Diese Radioaktivität der Luft ist jedoch abhängig von dem Gehalt des Bodens an radioaktiven Substanzen, die der Luft mitgeteilt werden. Da für Westerland einschlägige Untersuchungen über etwaige Radioaktivität der Luft nicht vorliegen[3]), so lässt sich vorläufig nicht

1) Damit stimmt auch gut überein, dass E. und G. in Wolfenbüttel ein Maximum bei Nordwind, ein Minimum bei Südost erzielten. Sie deuten dies Ergebnis in der Weise, dass die nördlichen Luftströmungen reine Luft von der See mit sich führen, deren grössere Leitfähigkeit sich noch bis nach Mitteldeutschland hinein bemerklich macht. (loc. cit. pag. 967.) Bezüglich der meteorologischen Faktoren während unserer Versuche sei auf Tabelle B verwiesen.

1) E. Aschkinass und W. Caspari: Über den Einfluss dissoziierender Strahlen auf organische Substanzen, insbesondere über die bakterientötende Wirkung der Becquerel-Strahlen. Pflügers Archiv 86.

2) J. Elster und H. Geitel: Über die radioaktive Substanz, deren Emanation in der Bodenluft und der Atmosphäre enthalten ist. Diese Zeitschr. 5, 1, 11—20, 1904 und 4, 522, 1903; W. Saake, diese Zeitschr. 4, 626, 1903.

3) Auf Juist fanden Elster und Geitel sehr niedrige Aktivierungszahlen.

Meteorologische Tabelle B.

August 1903 Westerland. — Ortszeit (27 Minuten vor mitteleurop. Zeit).

Datum	Temperaturextreme abgelesen 9h p Max.	Min.	Differenz	Lufttemperatur 7a	2p	9p	Tagesmittel	Bewölkung 0—10 7a	2p	9p	Tagesmittel	Zug und Cirri aus 7a	2p	Wind: Richtung und Stärke 0—12 7a	2p	9p	Niederschläge Höhe 7a	Form und Zeit	T↯ Gewitter
9.	18,0	11,8	6,2	15,7	16,8	15,0	15,6	8	7	2	5,7			S_3	SW_4	W_3			
10.	16,5	14,3	2,2	16,0	16,0	15,0	15,6	9	10 ●0	7	8,7			SW_3	SW_3	W_3		●0sch 1—2p	
11.	16,3	13,3	3,0	14,3	16,0	14,0	14,6	9	5 ⊙	1	5,0			W_4	NW_3	W_1	0,4		
12.	14,2	11,3	2,9	12,0	14,0	12,7	12,8	10 ●'	10	9	9,7			SO_1	O_3	NO_3	3,9	●' 5a—11a ●sch p	
13.	16,5	12,3	4,2	14,6	16,5	13,1	14,3	5 ⊙	5 ⊙	7	5,7	SW	SW	WW_3	SW_3	SW_1	6,5		
14.	22,4	12,3	10,1	15,0	21,8	19,7	19,1	7 ⊙	8 ⊙	9	8,0			SO_2	SO_3	SO_4	()		
15.	20,5	14,7	5,8	17,0	19,6	16,0	17,2	9	2 ⊙	5	5,3			SW_4	SW_3	SW_4	0,5	●0n ●'sch 5—6p	T↯, Donner 5h40, Dauer ½h, Regen von 6p—6½, Wind S—NO_1.
16.	16,4	12,8	3,6	15,0	15,6	13,5	14,4	7 ●0	5 ⊙	10 ●'	7,3			SW_5	W_5	W_5	2,3	●0sch a—p	
17.	16,5	12,5	4,0	14,7	16,1	13,0	14,2	5 ⊙	4 ⊙	2	3,7			NW_4	W_3	NW_3	3,1		
18.	16,6	11,3	5,3	14,0	15,7	12,0	13,4	5 ⊙	9	9	7,7			N_2	NO_2	NO_3	—	●' 3p—7p	
19.	15,5	12,8	2,7	14,0	15,1	13,2	13,9	6 ⊙	5 ⊙	3	4,7			NW_4	NW_4	NW_4	4,4	●n	
20.	16,5	11,8	4,7	12,2	16,0	13,0	13,5	10 ●'	5 ⊙	10 ●'	8,3			W_2	SW_4	SW_4	1,1	●' 6—7½a ● 12—1p ●' spät	T↯ SW Zug nach O 6½a bis 6¾a, T↯ 12½—¾ SW.
21.	16,4	12,3	4,1	15,3	15,5	13,5	14,5	10 ●'	3 ⊙	2	5,0			SW_7	SW_6	W_4	23,4	●'n—8a	Windstärke: Sturm 7—8 SW bis W a.
22.	17,0	11,0	6,0	15,0	16,2	11,0	13,3	5 ⊙	3 ⊙	2	3,3			SW_3	NW_2	C	0,2		
23.	18,3	18,5	9,8	13,0	18,3	13,8	14,7	8	10 ●0	10 ●'	9,3			SO_2	SO_4	O_3		● 6p n o fr (Tau)	
24.	16,5	10,8	5,7	11,0	15,5	15,0	14,1	9	7 ⊙	10	8,7		NO	NO_1	O_2	W_2	13,7	●'n	
25.	18,0	13,0	5,0	13,8	17,0	13,0	14,2	9	5 ⊙	5	6,3			SO_2	W_3	C	0,4	●0sch n ●sch p	
26.	14,8	12,3	2,5	14,0	14,8	14,0	14,2	5 ◠	8	10	7,7			WW_3	NW_3	W_4	4,0	●0n—a ◠ a	
27.	16,2	13,3	2,9	15,5	16,0	16,2	16,0	9	9	10	9,3			SW_3	SW_4	SW_5	1,1	—	
28.	17,0	12,5	4,5	15,2	16,1	15,0	15,3	6 ⊙	5 ⊙	5	5,3			W_5	W_6	W_5	3,4	●n	
29.	15,8	11,8	4,0	13,6	15,6	13,0	13,8	10 ●	6 ⊙	7	7,7			W_4	NW_5	NW_5	5,0	●n—a	

Zeichenerklärung: a = vormittags
p = nachmittags
n = nachts
fr = frühmorgens

⊙ = Sonne
●0 = Regen schwach
●' = Regen stärker
sch = Regenschauer

◠ = Regenbogen.
C = Wind von SW nach NO ziehend
T↯ = Gewitter.

sagen, ob die von uns gefundene Ionisation der Luft auf dieser beruht oder andere Ursachen hat. Vorausgesetzt also, dass Ionisation der Luft eine den Stoffwechsel anregende Wirkung hat, so könnte trotzdem der eigentlich wirksame Faktor am Meere und im Hochgebirge ein verschiedener sein.[1]

Zum Schlusse sei es uns gestattet, Herrn Oberstleutnant v. Scharfenort, Seebade-Direktor auf Sylt, sowie Herrn Kapitän Ohlser, Vorstand der meteorologischen Station, unseren aufrichtigen Dank für die freundlichst geleistete Hilfe auszusprechen.

1) Ähnliche Ansichten hat kürzlich W. Caspari in einem kritischen Referat der Arbeit von Saake in der „Umschau" (1904) geäussert.

Berlin, im Februar 1904.

(Eingegangen 25. Februar 1904.)

Die Messung kleiner Kapazitäten mittels einer messbar veränderlichen Normalkapazität.

Von H. Gerdien.

Herr F. Harms[1]) hat kürzlich auf die Schwierigkeiten hingewiesen, die einer exakten Messung kleiner Kapazitäten, insbesondere luftelektrischer Apparate, nach den gewöhnlichen Methoden entgegenstehen, und hat ein Verfahren beschrieben, das zur Bestimmung der Kapazität eines aus mehreren Konduktoren bestehenden Systems dient, dessen Teilkapazitäten durch Ladungsteilung gefunden werden.

Im allgemeinen wird man in der luftelektrischen Messtechnik durch Betrachtung der Gesamtkapazität als Summe der Teilkapazitäten kaum einen Fehler begehen, der die Ablesungsfehler am Exner-Elster-Geitelschen Elektrometer beträchtlich übersteigt. Sicher aber wird der Fehler weniger in Betracht kommen als z. B. die Unsicherheit in der Messung der Fördermenge des Aspirators bei dem Ebertschen Aspirationsapparat[2]) zur Bestimmung des Ionengehalts, wenn man die Vorsicht gebraucht, Normalkapazitäten zu verwenden, die die unbekannte Kapazität erheblich an Grösse übertreffen, und die Trennung in Teilkapazitäten an Stellen möglichst kleiner Kraftliniendichte vorzunehmen.

1) Diese Zeitschrift 5, 47, 1904.
2) Diese Zeitschrift 2, 662, 1901 und Illustr. Aëronaut. Mitteilungen. 1902, Heft 4.

Als Normalkapazitäten sind Kugeln nicht zu empfehlen; denn bei kleinen Kugeln bringt der isolierende Träger und die Zuleitung, auch wenn sie aus sehr feinem Drahte besteht, eine Kapazitätsänderung hervor, die sich jeder Schätzung entzieht; bei grossen Kugeln treten diese Fehlerquellen zwar zurück, doch verursacht dann die Annäherung des Experimentators und Dislokationen von geerdeten oder geladenen Konduktoren in ihrer Nachbarschaft grosse Störungen. Auch erschwert der infolge des weit in die leitende Luft hineingreifenden Feldes nicht unbeträchtliche Ladungsverlust das Arbeiten. Vielmehr sind wegen ihres geschlossenen Kraftfeldes Platten- oder Cylinderkondensatoren als Normalkapazitäten zu empfehlen. Bei meinen luftelektrischen Arbeiten[1]) verwende ich zur Kapazitätsmessung einen Cylinderkondensator von messbar veränderlicher Kapazität, von dem die nachstehende Figur einen Achsenschnitt giebt. Innerhalb des Gehäuses G befinden sich zwei Systeme konaxialer Röhren r^I und r^{II}; das System r^I wird von dem isolierenden Bernsteinstopfen B getragen, der in dem mit der einen Stirnwand des Gehäuses G verschraubten Rohre R befestigt ist. Das Rohr R dient dem System r^{II} als Geradführung, welches mittels des nach aussen führenden Rohres R^I parallel zur Achse verschoben werden kann, da es mit diesem durch einen in R angebrachten Schlitz hindurch verschraubt ist. Auf dem Rohre R^I ist eine Millimeterskala S angebracht, deren Verschiebung an dem mit dem Gehäuse G verbundenen Nonius N abgelesen werden kann; der die Stirnwand des Gehäuses durchsetzende klemmbare Stift C^I und der auf dem Rohre R klemmbare Ring C^{II} dienen als verstellbare Anschläge für das bewegliche Rohrsystem r^{II}. Von dem isolierten Rohrsystem r^I führt centrisch

1) Diese Zeitschrift 4, 632, 1903.

durch den Rohransatz A ein hartgezogener dünner Messingdraht ins Freie, mittels dessen beliebige Leitersysteme an die veränderliche Kapazität angeschlossen werden können; das Ansatzrohr A wird für die Zeit des Nichtgebrauchs zur Verhütung des Eindringens von Staub etc. in das Innere des Gehäuses durch eine Kappe (in der Figur fortgelassen) verschlossen. Das Gehäuse ist mit einem seitlich angebrachten Rohrstutzen (ebenfalls in der Figur fortgelassen) zur Einführung von Natrium versehen. Die Isolation ist infolge der vor Staub geschützten Lage des Bernsteinstopfens eine vorzügliche; der Ladungsverlust durch Isolationsfehler und Leitung der Luft ist bei geschlossenem Gehäuse und ineinander geschobenen Rohrsystemen erst nach mehreren Stunden nachweisbar. Infolge der soliden Ausführung[1]) des Apparates sind Deformationen der für Messzwecke wesentlichen Teile so gut wie ausgeschlossen und sind solche auch von mir bisher noch nicht beobachtet worden, obwohl das Instrument oft rücksichtsloser Behandlung ausgesetzt war.[2]) Die Kapazität des Systems ist vom Ineinandertauchen der Rohrsysteme bis nahe an die in der Figur wiedergegebene gegenseitige Lage derselben eine lineare Funktion der Skalenablesung.

Ist die zu jedem Skalenteil gehörende Kapazität des Kondensators bekannt, so lässt sich der Apparat in folgender Weise zu Kapazitätsbestimmungen verwenden. Man verbindet den Kondensator mit der unbekannten Kapazität x, die ein Elektrometer enthalten möge. Die Kapazität des Systems sei K_1; man ladet auf das Potential p_1, ändert die Kapazität um die dem Messbereich des Elektrometers entsprechend gewählte, bekannte Kapazität c_1 und liest das zugehörige Potential p_2 ab, dann ist:

$$\text{I.} \qquad K_1 = \frac{c_1 p_2}{p_1 - p_2}.$$

Es ist empfehlenswert, die gleichen Einstellungen unter Benutzung der Anschläge mehrmals zu wiederholen. Die gesuchte Kapazität x wird nun durch Ladungsteilung bestimmt; ist sie hinreichend gross gegen die verfügbare Minimalkapazität des Kondensators, so ladet man sie zu dem Potential p_3, verbindet sie in der gleichen Weise wie bei I. mit dem Kondensator zu der schon ermittelten Kapazität K_1 und liest das Potential p_4 ab, dann ist

$$\text{II.} \qquad x = K_1 \frac{p_4}{p_3}.$$

Nimmt man als Verhältnis der mittels des Aluminiumblattelektrometers mit genügender Genauigkeit messbaren Minimalspannung zur Maximalspannung etwa 1:3 an, so ist das beschriebene Verfahren bei einer Minimalkapazität des Kondensators von etwa 25 cm noch zur Messung von Kapazitäten bis zu etwa 12 cm herunter verwendbar. Für noch kleinere Kapazitäten empfiehlt sich ein auch von Herrn F. Harms beschriebenes Verfahren; man hat zunächst nach I. die Gesamtkapazität des aus der unbekannten Kapazität x_2 und dem Kondensator gebildeten Systems zu bestimmen, muss dann das System K_2 auf p_5 Volt laden, die Kapazität x entfernen, ihr Potential p_6 ablesen und sie entladen wieder mit dem Kondensator zum System K_2 mit dem Potential p_7 vereinigen. Dann gilt

$$\text{III.} \qquad x = K_2 \frac{p_5 - p_7}{p_6}.$$

Alle diese Methoden sind nur anwendbar, wenn zu dem System von unbekannter Kapazität schon ein Elektrometer gehört; ist dies nicht der Fall, so bereitet die exakte Messung kleiner Kapazitäten erhebliche Schwierigkeiten. Man kann sich in vielen Fällen dadurch helfen, dass man ein in gehörigem Massstabe vergrössertes Modell der zu messenden (Luft-)Kapazität herstellt und dessen Kapazität nach den bei grossen Kapazitäten gebräuchlichen Methoden ermittelt — die gesuchte Kapazität ist dann im Verhältnis der linearen Vergrösserung des Modells kleiner. Dieses Verfahren ist z. B. auch vorteilhaft, wenn es sich um Messung der Kapazitätsänderungen eines Blättchenelektrometers handelt, die durch Änderungen der Blättchendivergenz erzeugt werden.

Ein anderes Verfahren[1]) zur Messung sehr kleiner Luftkapazitäten kann man auf den Satz gründen, dass die elektrostatische Kapazität eines Systems umgekehrt proportional ist der Widerstandskapazität des Systems, wenn der Raum des Kraftfeldes von einem Elektrolyten erfüllt ist. Allerdings ist das Verfahren insofern fehlerhaft, als bei dem elektrisch geladenen System auch die isolierenden Träger von einer unter Umständen erheblichen Zahl von Kraftlinien durchsetzt werden, während sie in dem Stromgefäss von Stromlinien frei sind; für Isolatoren in Form langer, dünner Säulen oder Fäden tritt diese Fehlerquelle zurück. Bernsteinisolatoren wird man für die Messung der Widerstandskapazität zweckmässig durch solche aus Hartgummi oder Siegellack ersetzen und in ihrem Innern die Stromzuleitung anbringen. Natürlich müssen zu dieser Messung alle schlecht leitenden Oberflächenteile des Systems (z. B. Glasoberflächen), soweit von ihnen bei elektrischer Ladung des Systems Kraftlinien aus-

1) Der Apparat wird von der Firma Carl Diederichs (Inhaber Spindler & Hoyer) in Göttingen zum Preise von M. 120 hergestellt.

2) Es hat 4 Ballonlandungen, Wagentransport auf schlechten Wegen u. a. m. ohne Änderung seiner Konstanten überstanden.

1) Diese Methode hat F. Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik, 9. Aufl. 1901, S. 525, angedeutet.

gehen, mit gut leitender Oberfläche versehen werden. —

Es bleibt noch die Ermittelung des Skalenwertes des Kondensators zu beschreiben. Als Normalkapazität verwende ich einen Plattenkondensator (kreisrunde Messingplatten 16 cm Durchmesser, auf der Innenseite gut eben abgeschliffen), deren Abstand durch 3 Bernsteinsäulchen (4 mm Durchmesser) fixiert wird; es sind mehrere Sätze von verschiedener Länge (2, 3, 4 mm) in Gebrauch. Als Normalkapazität wird dabei nicht etwa die aus den Dimensionen des Plattenkondensators berechnete eingesetzt, da die von der Rückseite der geladenen Platte und von den Zuleitungen ausgehenden Kraftlinien durchaus nicht zu vernachlässigen sind, sondern die Änderung der Kapazität des Plattenkondensators [1]), die bei der Änderung des Plattenabstandes eintritt; das ganze äussere Kraftfeld darf bei kleinen Abstandsänderungen als unveränderlich betrachtet werden. Der Fehler, den man begeht, indem man die von 1 verschiedene Dielektrizitätskonstante der Bernsteinsäulchen unberücksichtigt lässt, ist bei den angegebenen Dimensionen kleiner als ein Prozent, und lässt sich durch Einschieben von mehr als 3 Säulen zwischen die Kondensatorplatten ermitteln. Man legt die Platten am besten horizontal, und zwar wird die untere Platte, in der Mitte unterstützt, in hinreichendem Abstande von der Tischplatte angebracht und geerdet. Auf die polierte und von Staub befreite Oberfläche stellt man drei Bernsteinsäulchen, die gut getrocknet sein müssen und nur mit der Pinzette berührt werden dürfen; auf diese legt man dann die obere, ebenfalls auf der polierten Unterseite gut gereinigte Platte. Der Zuleitungsdraht wird zur Mitte der oberen Platte geführt und muss genügend stark und hart sein, um sich selbst auf einige Dezimeter Länge zu tragen und die ihm einmal gegebene Form von Versuch zu Versuch beizubehalten.

Zur Auswertung des Messbereichs des Kondensators von veränderlicher Kapazität verbindet man diesen mit einem Elektrometer und dem Plattenkondensator zu einem Leitersystem, das die Kapazität K und das Potential p_1 haben möge. Nun verschiebt man das bewegliche Röhrensystem des Cylinderkondensators um einen an der Skala des Apparates abzulesenden Betrag, wodurch das Potential p_2 auftreten und die Kapazität des ganzen Systems auf $K_1 + x$ anwachsen möge, dann gilt:

$$K \cdot p_1 = (K + x) p_2.$$

Nun wird die ursprüngliche Skalenablesung wieder hergestellt (am bequemsten mittels der Anschläge), der Plattenabstand des Normalkondensators durch Einsetzen anderer Bernsteinsäulchen geändert und das System auf p_3 Volt geladen. Die durch die Änderung des Plattenabstandes bewirkte Kapazitätsänderung sei k [1]), dann ist, wenn nun wieder die variable Kapazität durch Verschiebung des beweglichen Systems um die gleiche Kapazität x geändert und dann das Potential p_4 abgelesen wird

$$(K + k) p_3 = (K + k + x) p_4, \text{ also}$$

$$\text{IV.} \quad x = k \frac{(p_1 - p_2) \cdot (p_3 - p_4)}{p_4 (p_1 - p_2) - p_2 (p_3 - p_4)}.$$

Auf diese Weise lässt sich die ganze Skala des Kondensators in cm-Kapazität auswerten; für viele Arbeiten genügt es, die mit voller Strenge messbaren Kapazitäts**differenzen** zu kennen, die zwischen je zwei Skalenteilen liegen. Will man auch die zu jedem Skalenteil gehörigen Absolutwerte der Kapazität ermitteln, so geschieht dies am einfachsten für die Maximalkapazität (bei dem von mir benutzten Instrument ist sie etwa = 533 cm) durch Ladungsteilung unter den oben erörterten Vorsichtsmassregeln, die es erlauben, die innerhalb der Beobachtungsfehler des Blättchenelektroskops liegenden Abweichungen der Gesamtkapazität eines Systems von der Summe der Einzelkapazitäten zu vernachlässigen. Natürlich ist der aus diesem Maximalwert und der scharf messbaren Differenz zwischen Maximal- und Minimalkapazität berechnete Minimalwert der Kapazität mit dem Fehler des Maximalwertes behaftet, daher prozentual erheblich ungenauer bestimmt als jener. Nach den von F. Harms angegebenen Methoden ist seine exakte Bestimmung mit grösserer Genauigkeit möglich.

Zum Schlusse sei noch darauf hingewiesen, dass die von mir benutzte messbar veränderliche Kapazität eine ganze Reihe anderer Anwendungen gestattet. Zunächst lässt sich nach Isolierung des Gehäuses und Bedecken desselben mit einem geerdeten Schutzkasten die Harmssche Influenzierungsmethode durchführen. Mit Vorteil kann man den Kondensator auch zur Eichung von Blättchenelektrometern benutzen, wenn man, wie z. B. auf Reisen, nur eine kleine Normalbatterie mitführen kann. Von weiteren Anwendungen sei nur noch die Abstimmung elektrischer Schwingungskreise durch messbar veränderliche Kapazität hervorgehoben.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Februar 1904.

(Eingegangen 25. Februar 1904.

1) F. Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik. 9. Aufl. 1901, S. 524.

1) Für exakte Messungen muss auch die Plattendicke berücksichtigt werden; vergl. F. Kohlrausch, l. c.

Ein Verfahren zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit von Gasen mit besonderer Berücksichtigung luftelektrischer Apparate.

Von H. Gerdien und H. Schering.

Die Bestimmung der spezifischen Ionenzahl mittels des von H. Ebert angegebenen Aspirationsapparates[1]) sowie die erweiterte Verwendung desselben zur Messung der spezifischen Ionengeschwindigkeit[2]) führen auf die Aufgabe, das Luftvolumen, das ein Aspirator in gemessener Zeit fördert, bezw. die Luftgeschwindigkeit, die er in einem Rohre erzeugt, exakt zu messen. Es ist uns nicht gelungen, die Genauigkeit der Fördermengenbestimmung nach dem von H. Ebert beschriebenen Verfahren[3]) über die Grenze von etwa 5 % hinaus su steigern. Da es uns wünschenswert erschien, die Genauigkeit zu erhöhen, daneben auch das lästige Operieren mit beträchtlichen Mengen von Ätherdampf entbehrlich zu machen, haben wir uns bemüht, einen Ersatz für das bisher übliche Messverfahren zu finden.

Ein brauchbares Resultat erzielt man schon durch Verwendung eines im Handel erhältlichen mit Zählwerk versehenen Flügel-Anemometers; ein solches Instrument entzieht jedoch dem zu messenden Luftstrom zur Überwindung der Reibungswiderstände im Zählwerk einen besonders bei kleinen Geschwindigkeiten prozentual sehr erheblichen Energiebetrag. Es wird also durch Einschalten des Anemometers in den Luftstrom dessen ursprüngliche Geschwindigkeit in merklichem Betrage vermindert; benutzt man es zur Eichung eines Aspirators, so muss man es auch dauernd mit ihm verbunden lassen. Die Messung kleiner Geschwindigkeiten wird infolge der unkontrollierbaren Veränderlichkeit der Reibung ungenau.

Es gelang uns in befriedigender Weise, diese Schwierigkeiten dadurch zu überwinden, dass wir ein Anemometer verwendeten, bei dem durch Fortlassen des Zählwerks die Reibung auf ein Minimum gebracht ist; die Umlaufsgeschwindigkeit wird mittels einer rotierenden Löcherscheibe gemessen.

Das Anemometer[1]) besteht aus einem Doppelflügel aus dünnem Aluminiumblech, der auf einer 1 mm dicken Stahlachse gut ausbalanciert befestigt ist; die Achse endigt in gehärteten Spitzen, die in Achathütchen mit etwas Spielraum gelagert sind. Die Träger der Achathütchen sind zur Verringerung der Wirbelbildung aus dünnem Messingblech hergestellt und derart in einem Messingrohr von 50 mm lichter Weite befestigt, dass die Achse des Anemometers mit derjenigen des Rohres zusammenfällt. Das Schutzrohr kann auf das freie Ende des Rohres aufgesteckt werden, das den äusseren Mantel des Cylinderkondensators des Ebertschen Aspirationsapparates bildet.

Die Luftgeschwindigkeit in dem Cylinderkondensator ist in beistehendem Diagramm (Fig. 2) (ausgezogene Kurve) in ihrer Abhängigkeit von der Umlaufsgeschwindigkeit des Aspirators dargestellt; sie ist innerhalb der Fehlergrenzen unserer Messungen derselben proportional (über die Eichung des Anemometers s. u.). Wir überzeugten uns durch Einschalten eines zweiten Anemometers davon, dass die Geschwindigkeit des Luftstromes nur um weniger als 1 % durch das Anemometer vermindert wird.

Fig. 2.

Die stroboskopische Messung der Tourenzahl des Anemometers ist grosser Genauigkeit fähig, wenn man für gute Beleuchtung des rotierenden Doppelflügels Sorge trägt. Der Löcherscheibe giebt man zweckmässig mehrere Löcher-

1) Diese Zeitschrift 2, 662—664, 1901.
2) Diese Zeitschrift 4, 632—635, 1903. Nachr. d. k. Ges. d. Wiss. zu Göttingen; Math. phys. Klasse 1903, Heft 6.
3) Illustr. Aëronaut. Mitteil. 1902, Heft 4.

Fig. 1.

1) Verfertiger: Carl Diederichs (Inhaber Spindler und Hoyer) Göttingen.

reihen, deren Löcherzahlen sich wie 1:2:4.... verhalten. Man reguliert die Umlaufsgeschwindigkeit der am besten von einem Elektromotor angetriebenen und mit Tourenzähler versehenen Löcherscheibe so, dass man in einer der Löcherreihen den Doppelflügel ruhen sieht. Schwankt die Tourenzahl des Anemometers oder der Löcherscheibe, so wird durch Zählen der Umdrehungen, die das Bild des Doppelflügels während der Zeit der Messung ausführt, die erforderliche Korrektion der Tourenzahl ermittelt. Die Messung von Tourenzahlen mittels der rotierenden Löcherscheibe ist keine eindeutige; man findet leicht die Verhältniszahl der Touren des Anemometers zu denjenigen der Löcherscheibe, indem man beide unter dauernd erhaltener Einstellung langsam von Null bis zu dem zu messenden Werte steigert.

Die Eichung des Anemometers konnten wir mittels des Glockengasometers im hiesigen Institut für technische Physik[1]) ausführen; durch Belasten bezw. Entlasten der Glocke (Querschnitt = 4,84 qm) und Regulierung des Luftstromes mittels eines Drosselventils liessen sich in einem 50 mm weiten Rohr Geschwindigkeiten bis zu 8 m/sec herstellen. In dem umstehenden Diagramm sind die Eichungskurven für zwei Anemometer (gestrichelte Kurven) wiedergegeben; bei Nr. 1 stehen die Ebenen der Flügel etwa unter 30^0 gegen die Achse geneigt, bei Nr. 2 unter etwa 45^0. Die Schwellengeschwindigkeit beträgt bei Nr. 1 etwa 0,08 m/sec, bei Nr. 2 etwa 0,05 m/sec.

Man kann das Anemometer auch zur Messung der Luftgeschwindigkeit in Rohren benutzen, die weiter sind als das Schutzrohr.

Wir haben das Anemometer Nr. 1 in einem Rohre von 120 mm lichter Weite geeicht; die erhaltenen Resultate sind in dem Diagramm durch ♂ bezeichnet. Der wirkliche Wert der Luftgeschwindigkeit ist hiernach um einige Prozente grösser, als der aus dem Querschnittsverhältnis berechnete.

Man muss also die Eichung bei der gleichen Anordnung vornehmen wie die Messungen, damit die Wirbelbildung an dem Schutzrohr des Anemometers in beiden Fällen gleich ist.

1) Herrn Prof. Dr. Lorenz sind wir für die freundliche Überlassung der Mittel des Institutes zu Dank verpflichtet.

Göttingen, Geophysikalisches Institut.

(Eingegangen 2. April 1904.)

Über die Flammenleitung.

(Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn J. Stark.)

Von Erich Marx.

Herr J. Stark hat „Theoretische Bemerkungen zur Ionisation in Flammen" in dieser Zeitschrift **5**, 83, 1904 publiziert, auf die Herr Starke, in einer Kontroverse[1]) zwischen letzterem und mir Bezug nimmt.

In der Kontroverse zwischen Herrn Starke und mir handelte es sich zuerst nur um die Frage, ob die Temperatur der Anode für die Flammenleitung in Betracht kommt oder nicht. Es handelte sich also um eine Thatsache, die experimentell erweisbar ist, nicht um die Erklärung einer Thatsache. Erst in der Antwort hat dann Herr Starke zwar die Richtigkeit der Experimente, die den Einfluss der Temperatur der Anode, sowohl wenn sie in der Flamme selbst ist, bei $^1/_{20}$ Volt, als auch wenn sie als Begrenzung der Flamme angebracht ist, nicht bestritten, auch die grosse Genauigkeit der Experimente, die mit einer von ihm als „unsauber" charakterisierten Experimentalanordnung erzielt sind, anerkannt, aber alsdann eine Erklärung erbracht, die mit der Auffassung des Herrn Stark sich im wesentlichen decke, aber ein Novum gegenüber früheren Auffassungen bilde.

Nachdem inzwischen die Kontroverse mit Herrn Starke[2]) erledigt ist, ist mir jetzt übrig geblieben, mich auch Herrn Stark gegenüber auseinanderzusetzen.

Es handelt sich in der Arbeit des Herrn J. Stark im wesentlichen um drei Dinge. 1. Sind die negativen Träger in der Flamme Elektronen, oder sind sie Ionen von elektrolytischen Charakter? 2. Ist die Dissoziation der Flamme im wesentlichen Volumdissoziation oder Oberflächendissoziation? 3. Ist die Anwendung der Poissonschen Gleichung gestattet?

1. ad 1 ist folgendes zu bemerken:

Bis vor kurzem waren es zwei Erklärungsweisen, die sich gegenüberstanden. Die von Arrhenius entdeckte Unabhängigkeit der Flammenleitung vom Säureradikal wollten die einen durch hydrolytische Spaltung, die anderen durch Elektronen erklären.

Seit Townsend experimentell erwiesen hatte, dass man berechtigt ist, aus der Wanderungsgeschwindigkeit auf die Grösse eines Ions zu schliessen, wusste man, dass die grosse Wanderungsgeschwindigkeit des negativen Ions

1) Verh. d. D. Phys. Gesellsch. **5**, 372 und 441, 1903, und **6**, 43, 1904.

2) E. Marx, Verh. d. D. Phys. Ges. **6**, 121, 1904.

in der Flamme, als auf Elektronen hinweisend, sich deuten lässt, und da die Anwendung der durch Townsend so schön bestätigten Formel zum allgemeinen Handwerkszeug[1]) des Gasentladungsphysikers gehört, wurden die beiden Erklärungsweisen als zwei ganz selbstverständlich sich ergebende behandelt. Publice diskutiert wurden sie, soweit ich sehe, zuerst von Herrn H. A. Wilson.[2])

Herr Wilson stellte beide Erklärungsweisen gegenüber und versuchte abzuwägen, was für die eine, und was für die andere spräche. **Er hat es, nach meiner Meinung mit Recht,** vermieden, **sich vorzeitig für eine Hypothese, als für eine notwendige, auszusprechen,** trotzdem auch er die grosse Wanderungsgeschwindigkeit des negativen Trägers als schwerwiegend betonte.

Da erschien im August 1903 eine Arbeit von Herrn Moreau[3]), die zeigte, dass sich für die Wanderungsgeschwindigkeit v des negativen Stromträgers in der K- und Na-Flamme ergab, dass

$$v \cdot \sqrt{A} = const$$

ist, wo A das Atomgewicht des Na oder K ist. Der Verfasser[4]) hatte $3^1/_2$ Jahre vorher gefunden, dass für alle Alkalisalze von Cs, Rb, K, Na und Li

$$R \sqrt{A} = const$$

ist, wo R den Rotationskoeffizient des Halleffektes bedeutet. Hierdurch[5]) war für alle Alkalisalze direkt bewiesen, dass für die Geschwindigkeit des negativen Trägers unmöglich das OH-Ion massgebend sein konnte, dass sie vielmehr vom Alkalimetall selbst abhängig sein musste. Damit und durch andere Gesetzmässigkeiten[5]) war die Brücke zum photoelektrischen Effekt und zur photoelektrischen Reihenfolge nach Elster und Geitel, die man schon wegen der Folge der Leitfähigkeiten längst gesucht hatte, geschlagen und die Elektronenhypothese zum allgemeinen Standpunkt erhoben. — Von zwei Möglichkeiten war eine übrig geblieben!

Dass ich nun jetzt nach dieser Entdeckung auch zum Propheten ex eventu geworden bin, das hat Herr J. Stark nicht wissen können, da er am 23. Dezember 1903 seinen Aufsatz dem Druck übergab, mein Vortrag vor der D. Phys. Ges., den ich am 11. Dezember 1903 gehalten hatte, aber erst Anfang Januar erschienen ist.

Ich kann also Herrn J. Stark in dieser Beziehung nur recht geben, wenn er sich mit dem Standpunkt, den ich in meinen Arbeiten vor vier Jahren in Bezug auf die Art des negativen Stromträgers vertreten habe, nicht „identifiziert". Damals, noch dazu vor Entdeckung des Wesens des photoelektrischen Effekts, war es nicht an der Zeit, die Elektronenhypothese zu bilden, oder sich für sie zu entscheiden.

Hier also liegt ein Widerspruch mit einer Anschauung vor, die in diesem Gebiete s. Zt. die allgemeine war, heute allgemein verlassen ist.

2. Das gleiche aber kann ich in keiner der neueren Ausführungen über diesen Gegenstand finden.

Der „Standpunkt", der eine Volumdissoziation und eine Oberflächendissoziation unterscheidet, der wahre und scheinbare Abweichungen vom Ohmschen Gesetz auseinanderhält, ist nicht erst neuerdings geschaffen, sondern seit vielen Jahren **allgemeiner** Standpunkt in der Physik. Er ist ebenso natürlich der Standpunkt von Arbeiten, die in diesem Gebiete heute erscheinen, wie er auch der meiner Arbeiten vor vier Jahren gewesen ist. (Vergl. dagegen die Darstellung des Herrn Stark auf Seite 86 links unten und rechts oben.) Weiter aber ist die spezielle Erklärung der Erscheinungen als im wesentlichen durch Volumdissoziation bedingt, gerade die, welche von mir in meinen Arbeiten und zwar damals im Gegensatz zu anderen Forschern, vertreten wurde. Ich habe damals mit derselben Theorie der unvollständig gesättigten Ströme, deren Elemente jetzt auf S. 83 der Physikal. Zeitschrift nochmals abgeleitet sind, die aber in grosser Allgemeinheit von J. J. Thomson[1]) entwickelt vorliegt, versucht, die s. Zt. erhaltenen Kurven zu diskutieren.[2]) Das führte wegen der von Herrn H. A. Wilson zuerst erwiesenen Oberflächendissoziation und aus anderen Gründen, auf die ich gleich zu sprechen komme, freilich nur zu Näherungsresultaten. Es ist aber ganz unmöglich, dass nach diesen Ausführungen es als ein Novum hingestellt wird, dass man die Theorie der unvollständig gesättigten Ströme hier anwenden muss. Viel eher ist gegen die vor 4 Jahren von mir veröffentlichten Ausführungen der Einwand zu erheben, dass ich diese Theorie zu weitgehend anwandte. Das geschah zwar bewusst, da es mir nur auf die Grössenordnungsbestimmung ankam, aber ein „Zuviel" ist hier gewiss ein möglicherer Einwand als ein „Zuwenig". Das wird durch folgendes klar. In dem kälteren Gase, in unmittelbarer Nähe der Anode, werden

1) c. f. z. B. E. Riecke: Exp.-Phys. **2**, 381.
2) H. A. Wilson: Phil. Mag. **4**, 216, 1902, (Augustheft).
3) G. Moreau, Journ. de Phys. (4) **2**, 560, 1903.
4) E. Marx, Ann. d. Phys. (4), **2**, 816, 1900.
5) E. Marx, Verh. d. D. Phys. Ges. **5**, 441, 1903.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. **5**, 253, 1899.
2) E. Marx, Ann. d. Phys. **2**, 788, 1900.

bekanntlich die Ionen gleichsam mit wolkiger Kondensation (clouds) belastet, und infolgedessen so lange in ihrer Beweglichkeit gehemmt, bis sie wieder in die sich eng anschliessenden, heisseren Schichten treten. Diese Abweichung von der Voraussetzung der Theorie kommt zu der stets ausserdem vorhandenen Oberflächendissoziation noch hinzu. Die Folge davon ist, dass bei Berechnung der Grössenordnung der Wanderungsgeschwindigkeiten aus der J. J. Thomsonschen Theorie der Wert der Wanderungsgeschwindigkeit des positiven Ions zu gross herauskommen musste, wie dies auch eintrat. Auf letzteres hat J. J. Thomson übrigens neulich auch hingewiesen.[1]) Trotzdem bleibt für eine Grössenordnungsbestimmung die Theorie anwendbar, solange keine wahren Abweichungen vom Ohmschen Gesetz eintreten, was erst bei Gefällen von weit über $\frac{100 \text{ Volt}}{\text{cm}}$ stattfindet.[2]) Erst wenn der Potentialfall an der kälteren Elektrode eine gewisse Höhe erreicht, die noch weit über der angegebenen (mit Rücksicht auf Molekül-Annexe) liegt, dann werden, das zeigt direkt das Experiment, die positiven Ionen trotz des Ballastes noch so beschleunigt, dass sie in den heisseren Teilen, nach Ablegung der Kondensation noch schneller wandern, als ihrer „Beweglichkeit" entsprechen würde.

Selbst bei sehr grossen *EMK* wird der Sättigungsstrom in der Flamme nicht völlig erreicht, darauf hat Herr Wilson schon vor langer Zeit hingewiesen; es ist also nicht richtig, dass man „bis jetzt allein totale Sättigung gekannt" hat. Gerade in Flammengasen hat man, wenn überhaupt zwei Polarisationsgebiete vorhanden sind, bisher stets einen Potentialverlauf beobachtet, dessen Charakteristikum es ist, dass die freien Elektrizitäten von den Elektroden aus sich eben nicht in einem Wendepunkte treffen, sondern durch ein Stück linearen Gefälles getrennt sind.

Dass hieraus folgt, dass der Strom unvollständig gesättigt ist, ist doch so elementar ersichtlich, dass man es als andere Ausdrucksweise einer Beschreibung der Potentialkurven bezeichnen kann.

3. Was schliesslich die Poissonsche Gleichung und ihre Verwendung im Gebiete der Gasentladung anlangt, so sagt man nicht zu viel, wenn man behauptet, dass der Erfolg der Physik der Gasentladung bei höheren Drucken ein Triumph dieser Gleichung ist. Das geht für jeden, dem es bisher entgangen ist, so recht aus dem trefflichen Werk J. J. Thomsons[1]) hervor.

Ich kann also im Gegensatz zu den Herren J. Stark und Starke in den Ausführungen des Herrn Stark ein Novum bezüglich der Auffassung der Flammenleitung gegenüber früheren Arbeiten nicht erblicken. Die Herren beglückwünschen sich ob des Resultates, zu dem sie gekommen sind, dass der Strom in der Flamme ein „partiell gesättigter" ist (H. Starke, Verh. d. D. Phys. Ges. **6**, 43), während doch der Verfasser schon vor vier Jahren dieselbe Theorie der „unvollständig gesättigten" Ströme auf die Erscheinungen in der Flamme anwandte und mit mathematischem Ansatz quantitativ diskutierte.

1) J. J. Thomson: Conduction of El. through Gases pag. 205.

2) Auf einige Druckfehler in der Samml. Elektrotechn. Vortr. Bd. **4**, 58, 1903 sei mir gestattet aufmerksam zu machen, es muß dort $\frac{100 \text{ Volt}}{\text{cm}}$ heißen. Vergl. Ann. d. Phys. **2**, 783, 1900.

1) J. J. Thomson: Conduction of El. through Gases. (Die deutsche Ausgabe ist mit Ergänzungen, die sich auf die neuesten Untersuchungen beziehen, bei B. G. Teubner in Leipzig im Erscheinen.)

Leipzig, Phys. Institut der Universität.

(Eingegangen 18. Februar 1904.)

Magnetische Wirkung elektrischer Verschiebung.

Von J. B. Whitehead.

In einer früheren Arbeit (diese Zeitschrift **4**, 229, 1903) hat der Verfasser eine Reihe von Versuchen beschrieben, deren Zweck es war, die Maxwellsche Behauptung zu prüfen, nach der die Polarisationserscheinung eines Dielektrikums von einer magnetischen Wirkung in den umgebenden Teilen begleitet ist. Bei den dort beschriebenen Versuchen wurde ein wechselndes elektrisches Feld zwischen zwei cylindrischen Messingringen erregt und ein wechselndes Magnetfeld von gleicher Frequenz und eigener Phase senkrecht zum elektrischen Feld vermittels einer Spule erzeugt, welche zu den Ringen konzentrisch war und den äusseren Ring einschloss. Zwei Klumpen aus der isolierenden Substanz wurden an den entgegengesetzten Enden eines leichten Glasarmes befestigt, der in seinem Mittelpunkte an einem Quarzfaden hing, so dass die Klumpen zwischen den Ringelektroden schwebten. Das resultierende Drehungsmoment liess sich durch die Ablenkung des Armes messen, wenn man die Konstanten der Quarzaufhängung benutzte. Wie der zu erwartende Effekt berechnet wurde, ist in der früheren Arbeit angegeben. Die Ergebnisse der Versuche waren gleichmässig negativ.

Während die Elektrodenringe bei der früheren Arbeit sorgfältig gedreht und so genau wie möglich centriert waren, liessen sich Verände-

rungen in der Verteilung des elektrischen Feldes feststellen, und aus diesem Grunde nahmen die Stücke isolierender Substanz bei eingeschaltetem elektrischem Felde eine Nullstellung ein, die ganz unabhängig war von der Nullstellung, welche der Torsion des Fadens entsprach. Auch die Elektrodenringe aus Messing waren erheblichen Wärmewirkungen durch Foucaultströme ausgesetzt, welche unsymmetrische Ausdehnungen und störende Luftströme verursachten. Aus diesem Grunde wurden weitere Versuche mit zwei verbesserten Apparatformen ausgeführt. Das Dielektrikum erhielt die Form eines vollständigen Ringes, der zwischen die Elektroden hineinpasste und am Mittelpunkte aufgehängt war; auf diese Weise wurde die Wirkung von kleinen Veränderungen der Feldstärke vermieden. Infolge der Vergrösserung der Masse erhielt man auch im ganzen stärkere Verschiebungsströme und ein grösseres Drehungsmoment; die Benutzung der Quarzaufhängung war jedoch nunmehr unmöglich. Ich benutzte den dünnsten erhältlichen Stahldraht, bei dem, wie ich zeigen werde, die Verminderung der Empfindlichkeit infolge des grösseren Durchmessers nicht erheblich war. Eine zweite Spule für das Magnetfeld wurde innerhalb des inneren Elektrodenringes angebracht, wodurch die Feldstärke erhöht wurde. Die Elektrodenringe bestanden aus Hartgummi mit einem dünnen Schild aus Messingblech, wodurch die Foucaultströme vermindert wurden.

Der dielektrische Ring bestand aus Hartgummi und besass einen mittleren Durchmesser von 22,2 cm; Wandstärke 0,63 cm; Vorderseite 5 cm. Der Raum zwischen den Elektrodenringen betrug 1,26 cm. Die Intensität des Magnetfeldes zwischen den Elektroden war, wie die Messung ergab, $H = 680$. Die gesamte Stromstärke wurde wie in der früheren Arbeit berechnet, und betrug bei einer Spannung von 10000 Volt an den Elektroden und einer Frequenz von 133 Cyklen pro Sekunde $q = 3,9 \times 10^{-4}\, x$ Ampères. Der Stahldraht, der zur Aufhängung benutzt wurde, war vom Kaliber 42 B. & S. (Durchmesser = 0,0062 cm); seine Länge betrug 100 cm. Der Torsionskoeffizient wurde nach der Schwingungsmethode bestimmt. Die gemessene Ablenkung betrug 400 mm auf einer Skala aus Mattglas in der Entfernung 140 cm. Es wurden eine grosse Anzahl Ablesungen unter verschiedenartigen Bedingungen vorgenommen, deren Ergebnisse durchweg negativ waren.

Die eben beschriebene Anordnung war infolge der bedeutenden Masse des Ablenkungssystems und der elektrostatischen Anziehung an die Seiten des Ringes immer noch der Möglichkeit einer erheblichen Störung ausgesetzt, und aus diesem Grunde entwarf ich eine weitere verbesserte Anordnung. Bei dieser bleibt das Prinzip dasselbe, nur dass an Stelle des Torsionsfadens zur Feststellung des Drehungsmomentes eine Messerschneide benutzt wurde; der ganze Apparat wurde nicht in einer Horizontal-, sondern in einer Vertikalebene aufgestellt. Der Vorteil dieser Anordnung besteht darin, dass die Wirkungen aller äusseren Störungen, wie z. B. Luftzug, elektrostatische Anziehung u. s. w., so gut wie eliminiert werden, da sich der Ring nur rotierend um seine Achse bewegen kann. Der Nachteil ist der, dass die Wage weit weniger empfindlich ist, als der Torsionsdraht. Aus diesem Grunde wurde es nötig, die Dimensionen des Apparates zu vergrössern, um so die Wirkung gegenüber dem schon früher berechneten Effekt bedeutend zu erhöhen. Ein besonders konstruierter Hartgummiring mit einer Wagenscheide und Wagschale aus Achat kam zur Verwendung. Das Wagensystem besass eine Empfindlichkeit von $^1/_{50}$ Milligramm und das berechnete Drehungsmoment war zehnmal so gross. Verschiedene Versuchsreihen nach verschiedenen Methoden ergaben negative Resultate.

Die negativen Ergebnisse beider Versuchssysteme könnten wie eine Widerlegung der Maxwellschen Behauptung aussehen. In Anbetracht der ausserordentlichen Menge indirekter Beweise für die Richtigkeit anderer Schlussfolgerungen der Maxwellschen Theorie hat der Verfasser jedoch niemals die Absicht gehabt, vorliegende Arbeit als Beweis einer derartigen Behauptung einzustellen. Er hat vielmehr sich viel lieber zu der Annahme verstanden, dass die Maxwellschen Gleichungen einer weiteren Abänderung oder Auslegung fähig sind und dass die im obigen angeführten Resultate mit denselben immer noch im Einklang stehen. Dass dem wirklich so ist, ist kürzlich von F. Kolaček (diese Zeitschrift **5**, 45, 1904) dargelegt worden. In dieser Arbeit ist darauf hingewiesen, dass die magnetische Wirkung einer elektrischen Verschiebung bei den Versuchen des Verfassers durch die elektrische Wirkung einer Art magnetischer Verschiebung neutralisiert würde, deren Wert er berechnet, so dass die negativen Ergebnisse immer noch mit der Maxwellschen Theorie im Einklange stehen.

Der Röntgensche Versuch, eine magnetische Wirkung elektrischer Verschiebung festzustellen, ist kürzlich mit zweifellos positiven Ergebnissen durch Eichenwald (Annalen der Physik **6**, 1903) wiederholt worden. Wenn wir dieses Ergebnis acceptieren, so haben wir in den Ergebnissen des vorliegenden Versuches einen Beweis für das Vorhandensein einer elektrischen Wirkung magnetischer Verschiebung.

Um die beiden Effekte voneinander zu

trennen, hat Verfasser den von Kolaček angeregten Versuch begonnen, nach dem eine ballistische Ablenkung des Dielektrikums bei konstant erhaltenem elektrischen Feld und bei umgekehrtem Magnetfelde gesucht wird.

Die Versuche wurden im physikalischen Laboratorium der Johns Hopkins Universität mit einem Stipendium der Carnegie-Institution ausgeführt.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 7. März 1904.)

Über eine mögliche Beziehung der Serienspektren zum Atomvolumen.

Von Max Reinganum.

Nimmt man an, dass das Ende der Nebenserien durch die Konstante A der Kayser-Rungeschen Formel gegeben ist[1]), so lassen sich bekanntlich fünf Gruppen chemisch untereinander verwandter Elemente bilden, innerhalb deren die Seriengrenze um so mehr nach Rot verschoben ist, je grösser der Wert des Atomgewichts ist. Diese Gruppen sind *Li Na K Rb Cs*, *Cu Ag*, *Zn Cd Hg*, *Mg Ca Sr*, *Al In Tl*. Im folgenden soll gezeigt werden, dass die Beziehung umfassender wird, wenn man statt des Atomgewichts das Atomvolumen einführt.

Es lassen sich dann die sieben ersten Elemente, also die ganze erste Mendelejeffsche Gruppe, zu einer einzigen Reihe vereinigen, ebenso die sechs nächsten, zweiwertigen, und die drei letzten Elemente. In jeder Gruppe ist das Serienende um so weiter nach dem Roten gerückt, d. h. A ist um so kleiner, je grösser das Atomvolumen ist.

I.

	A	Atomvolumen	Atomgewicht
Cu	31592	7,2	63,6
Ag	30712	10,2	107,93
Li	28587	11,9	7,03
Na	24475	23,6	23,05
K	21991	45,0	39,15
Rb	20939	56,2	85,4
Cs	19743	70,7	133

II.

	A	Atomvolumen	Atomgewicht
Zn	42945	9,0	65,4
Cd	40755	12,9	112
Hg	40159	13,9 fest[2])	200,3
Mg	39796	14,0	24,36
Ca	33919	25,5	40
Sr	31031	34,5	87,6

1) S. z. B. Winkelmanns Handbuch der Physik II 1, S. 441. Breslau 1894.

2) Beim Schmelzpunkt 14,1.

III.

	A	Atomvolumen	Atomgewicht
Al	48308	10,4	27,1
In	44515	15,3	115
Tl	41542	17,3	204,1

Herr Prof. Kayser teilt mir mit, dass ihm bei früheren Rechnungen die Beziehung ebenfalls aufgefallen ist. Sie scheint mir einer Mitteilung wert zu sein, da das Atomgewicht, wie aus der letzten Kolumne hervorgeht, nicht annähernd das gleiche erfüllt.

Als Atomvolumina sind die durch die Dichten dividierten Atomgewichte genommen, ihr Wert ist naturgemäss nicht ganz unabhängig von der Temperatur und bedarf daher noch einer eingehenderen Kritik. Die Werte für die Atomvolumina sind meist aus den in den Tabellen von Landolt und Börnstein angegebenen Dichten berechnet.

Eine weitere noch allgemeinere Beziehung, die allerdings weiterer Bestätigungen bedarf, wird erhalten, wenn man die Atomvolumina der zweiten Gruppe durch vier und die der dritten durch sechs teilt. Es lässt sich dann unter alleiniger, jedoch nicht belangreicher, Ausnahme der Stellung von *In* und *Zn* aus allen Gruppen eine einzige Reihe bilden, in der das Serienende um so mehr im Roten liegt, je grösser das auf diese Weise geteilte Atomvolumen ist. In der folgenden Tabelle ist dasselbe mit V bezeichnet.

	A	V
Al	48308	1,73
In	44515	2,55
Zn	42945	2,25
Tl	41542	2,88
Cd	40755	3,22
Hg	40159	3,47
Mg	39796	3,50
Ca	33919	6,37
Cu	31592	7,2
Sr	31031	8,6
Ag	30712	10,2
Li	28587	11,9
Na	24475	23,6
K	21991	45,0
Rb	20939	56,2
Cs	19743	70,7

Es ergiebt sich auch graphisch eine recht gute Kurve. Die Figur giebt als Abszisse *log A*, als Ordinate *log V*. Die Werte von *V* entfernen sich nicht sehr von einer Geraden, was einem einfachen rechnerischen Zusammenhange zwischen *A* und *V* entsprechen würde.

Bei der Deutung dieser Beziehung ist es naheliegend anzunehmen, dass man es in der zweiten und dritten Gruppe mit Teilschwingungen zu thun hat.

Die Sicherheit der Beziehung ist natürlich wesentlich davon abhängig, ob sich ein grösseres Material in dieselbe wird einordnen lassen.

Münster i. W., März 1904.

(Eingegangen 24. April 1904.)

Erwiderung auf die Kritik des Herrn Franz Streintz.[1])

Von Edmund van Aubel.

Herr Franz Streintz hat auf die Bemerkungen, die ich aus Anlass seiner Arbeit gemacht hatte, in recht scharfem Tone geantwortet. Ich möchte seine Kritik, die mir unbegründet erscheint, nicht unerwidert lassen.

1. Herr Streintz wirft mir vor, ich hätte behauptet, dass meine Ergebnisse von den seinigen vollständig verschieden wären; er bemerkt, dass er die gute elektrische Leitfähigkeit des unter Luftabschluss geschmolzenen Bleiglanzes festgestellt hätte und beweist hierauf, dass meine Zahlenwerte diese Behauptung sowie auch die zweite von seinen Thesen bestätigen.

Prüfen wir nun, was denn in meinen Arbeiten zu dieser Kritik des österreichischen Physikers hat Anlass geben können. In einer im Jahre 1902[2]) veröffentlichten Arbeit sagte ich: „Andererseits hat F. Streintz durch Komprimieren von Bleiglanzpulver einen Stift hergestellt ..... Die Widerstandsfähigkeit würde also mit zunehmender Temperatur kleiner werden, im Gegensatz zu den J. Guinchantschen und meinen eigenen Messungen."

Eine im folgenden Jahre erschienene Notiz[3]) enthielt folgende Sätze: „F. Streintz hat bei verschiedenen Temperaturen die elektrische Leitfähigkeit von komprimierten Sulfidpulvern untersucht, und zwar besonders die von Bleiglanz, dem natürlichen Schwefelblei. Ich habe die Wirkung niedriger Temperaturen auf den elektrischen Widerstand von nach chemischer Methode hergestelltem und darauf geschmolzenem Schwefelblei untersucht. Die Ergebnisse, die ich unter diesen Umständen erhalten habe, sind gänzlich von den Streintzschen verschieden."

Nach Herrn Streintz nimmt also die elektrische Leitfähigkeit von komprimiertem Bleiglanz bei wachsender Temperatur zu, während meine Messungen das Resultat ergeben, dass der elektrische Widerstand von geschmolzenem Bleisulfid unter denselben Umständen ansteigt. Es sind dies freilich zwei entgegengesetzte Ergebnisse; und dies habe ich auch festgestellt mit den Worten: „Die Ergebnisse, die ich unter diesen Umständen erhalten habe, ..." Ich hätte natürlich lieber die von uns beiden mit geschmolzenem Sulfid erhaltenen Ergebnisse verglichen; dies habe ich nicht getan, weil mein Kritiker keinerlei Angaben in betreff des Vorzeichens des Temperaturkoeffizienten von geschmolzenem Bleiglanz gemacht hat, und erwähne ich jedesmal, dass ich nur die von ihm mit komprimiertem Mineral erhaltenen Ergebnisse betrachte. Im übrigen kam der von Streintz untersuchte Bleiglanz aus Freiberg i/S.[1]) Durch Schmelzen kann man die Masse gleichartiger machen, wodurch natürlich die elektrischen Eigenschaften eine Veränderung erfahren können, welche von der wahrscheinlich weit grösseren Veränderung der Molekularkonstitution unabhängig ist.

Wenn ich schliesslich die Absicht gehabt hätte, meine Messungen zu einer Kritik des Herrn Streintz zu benutzen, so hätte ich sicherlich nicht folgende Bemerkung unten auf eine Seite in eine meiner Arbeiten gesetzt: „Es ist möglich, dass das von mir untersuchte Schwefelblei metallisches Blei enthielt (H. Erdmann, Lehrbuch der anorganischen Chemie), und dass der von F. Streintz untersuchte Bleiglanz kein reines Bleisulfid war."

Meine Feststellung konnte daher nicht eine Widerlegung der Ergebnisse des österreichischen Physikers bezwecken. Was seine zweite These anbelangt, auf die Streintz in seiner Erwiderung anspielt, so ist davon in meinen Arbeiten nirgends die Rede; ich habe daher auch nicht versucht, dieselbe zu bekämpfen.

2. Herr Streintz sieht es als ein Rätsel an, wie ich noch nach seinen Untersuchungen geschmolzenes Bleisulfid mit komprimiertem Bleiglanz habe vergleichen können. Ich möchte bei dieser Gelegenheit einen Auszug aus einer Arbeit von Herrn P. Ferchland[2]), Privatdozent

1) Diese Zeitschr. 5, 159, 1904.
2) Comptes rendus 3. Nov. 1902.
3) Diese Zeitschr. 4, 551, 1903.

1) Im Handbuch der Mineralogie von Karl Hintze, Bd. I, S. 467 und 476 sind Angaben zu finden über die Verunreinigungen, die event. in dem Mineral enthalten waren. Andererseits kann man bei Dammer, Handbuch der anorganischen Chemie, Bd. II, II Teil, S. 546, lesen: Der Bleiglanz enthält häufig andere Metallsulfide beigemengt, z. B. die von *Ag*, *Zn*, *Cd*, *Cu*, *Fe*, *As* und *Sb*.
2) Zeitschr. für Elektrochemie 9, 671 und 673, 1903.

an der Universität Halle, über die elektrische Leitfähigkeit von Bleisuperoxyd wiedergeben, da dieser Körper auch von Herrn Streintz untersucht worden ist:

„Streintz verwendete nämlich die Stoffe, die er untersuchte, fein pulverisiert, füllte sie in Hohlcylinder von Hartgummi und presste sie hier in einer Schraubenpresse so lange, bis der Widerstand nicht mehr abnahm. Man kann nicht erwarten, nach diesem Verfahren den wahren spezifischen Widerstand eines Körpers zu finden, denn erstens würde ein ganz anderer Grad von Elastizität oder Weichheit als ihn gerade die Oxyde, Superoxyde und Sulfide der Schwermetalle besitzen, dazu gehören, um sie durch blosses Zusammendrücken kompakt zu machen. Zweitens aber ist es recht zweifelhaft, ob nicht die Oberflächen der das Pulver zusammensetzenden Teilchen in der Mehrzahl der Fälle durch adsorbierte Gase, Feuchtigkeit oder fremde Chemikalien mehr oder weniger verunreinigt sein werden. In dieser Beziehung sind die Zahlen sehr lehrreich, die Streintz für den spezifischen Widerstand von gepresstem Platinmohr gefunden hat

. . . .

Selbst verschiedene Teile desselben gepressten Cylinders zeigen beträchtliche Unterschiede in der Leitfähigkeit, da der Druck unmittelbar unter dem Pressstempel grösser ist als an irgendeiner anderen Stelle des Cylinders. So schwankte der Widerstand eines Stiftes aus Bleiglanz auf Strecken von je 4 mm zwischen 7,6 und 14,1 Ohm. Möglicherweise werden sich ganz andere Verhältnisse und vielleicht interessantere theoretische Beziehungen ergeben, wenn es gelingen sollte, die Widerstände einer Anzahl von dunkelfarbigen, nichtmetallischen Stoffen in kompaktem Zustande zu messen. Ich bin in der Lage, das Ergebnis von Versuchen mitzuteilen, die ich mit massivem Bleisuperoxyd angestellt habe . . . . Die erhaltenen Werte sind demnach 13 bis 16 mal grösser als die von Streintz gefundenen, ... Leider scheint Streintz sein Material nicht analysiert zu haben; . . . . Selbst wenn unsere Niederschläge anfänglich dieselbe Zusammensetzung gehabt hätten, so fragt es sich, ob nicht wegen der nachfolgenden Proceduren das Pulver, das Streintz schliesslich untersuchte, wesentliche Änderungen in der Zusammensetzung erlitten hatte."

Wie diese Ausführungen beweisen, sind die Physiker von der Richtigkeit aller Ergebnisse des Herrn Streintz nicht so überzeugt, wie er glaubt. Im übrigen habe ich mit meiner Feststellung, dass meine Versuche und die des österreichischen Physikers vollständige Verschiedenheit des Verhaltens zwischen geschmolzenem Bleisulfid und komprimiertem Bleiglanz erweisen, die These des Herrn Streintz durch Versuche bestätigt, bei denen die Einwirkung von niedriger Temperatur auf die Widerstandsfähigkeit speziell untersucht wurde.

3. Herr Streintz wirft mir auch vor, dass ich die Versuche von W. Spring über die Kompression fester Körper herangezogen hätte. Mein Kritiker behauptete folgendes[1]: „Aus Nickelsulfid, dem amorphen Bleisulfid und dem einfachen Schwefeleisen konnten nur sehr gebrechliche Stifte von ziemlich mattem Glanz gebildet werden, oder man erhielt nur Bruchstücke von ihnen, wenn man sie aus der Form entfernte."

In meiner Notiz habe ich einige Sätze aus einer Arbeit von W. Spring wiedergegeben, welcher durch Komprimieren von amorphem Bleisulfidpulver Bleiglanz erhalten hat. Ich habe auf dieselbe Weise feststellen wollen, dass die beiden Physiker widersprechende Resultate erhalten hätten. Aber Herr Streintz, dem es nicht glückt, aus Bleisulfid einen massiven Stift herzustellen, hat es nicht für angezeigt gehalten, die Versuche meines gelehrten Landsmannes zu erwähnen (von denen er sehr wohl Kenntnis zu haben erklärt), und hat auch nicht den Grund für seinen Misserfolg bei diesem Versuch gesucht. Erst jetzt, nach meiner Beobachtung entschliesst er sich, eine chemische Analyse seines Bleisulfidpulvers vorzunehmen. Um genau zu wissen, wie es damit zuging, wollen wir seine eigenen Worte citieren: „Die chemische Analyse des auf sein Leitvermögen untersuchten amorphen Bleisulfides ergab 85,8 Proz. Blei, während die Formel 86,6 Proz. verlangt. Möglicherweise enthielt die Verbindung Spuren von Bleisulfat, die verhinderten, dass die aus diesem Pulver gepressten Formen einen entsprechend lebhaften Metallglanz annehmen . . . ."

Ich kann mir nur Glück dazu wünschen, die Versuche meines Lütticher Kollegen mit ins Treffen geführt zu haben (um mich des Ausdruckes von Herrn Streintz zu bedienen), da das Ergebnis darin bestanden hat, dass ein Widerspruch beseitigt wurde. In meiner Notiz habe ich im übrigen nicht versucht, aus den W. Springschen Arbeiten den Schluss zu ziehen, dass die Streintzsche These unzutreffend wäre, sondern nur den, dass der von letzterem ausgeführte Kompressionsversuch möglicherweise unter ungünstigen Bedingungen ausgeführt worden wäre; und dies ist auch der Fall.

4. Schliesslich enthält meine Notiz folgenden

1) Streintz, Das Leitvermögen von gepressten Pulvern, Stuttgart, Ferd. Enke, S. 25, 1903.

Satz: „Nun sind Salze aber keine guten Elektrizitätsleiter; der letzte Teil der von F. Streintz ausgesprochenen Regel mit Bezug auf Nichtvorhandensein von Kohäsion bei Pulvern von Nichtleitern ist daher nicht als allgemeingültig anzusehen."

Eigentlich bezogen sich die Versuche von Herrn Streintz nur auf gepresste Metalloxyde und Sulfide, während er nirgends behauptet, dass seine Schlussfolgerungen sich auch auf Salze ausdehnen liessen. Ich habe ihm durchaus nicht diese Ansicht zugeschoben; nur habe ich an folgende These des Grazer Physikers erinnert:

„Dass nur die Pulver von Leitern gut zusammenhängende Stifte von metallischem Glanz und metallischer Härte bildeten, während die Pulver von Nichtleitern weder Metallglanz annahmen, noch die notwendige Kohäsion besassen," und ich habe nachzuweisen versucht, dass nur der letzte Teil dieses Satzes sich auf Salze nach den Springschen Versuchen nicht anwenden liesse. Dieser letztere Teil ist im übrigen in meiner Notiz gesperrt gedruckt, und ich habe ausdrücklich gesagt: „der letzte Teil der von F. Streintz ausgesprochenen Regel mit Bezug auf Nichtvorhandensein von Kohäsion bei Pulvern von Nichtleitern ist daher nicht als allgemeingültig anzusehen." Es ist wunderbar, dass unter diesen Bedingungen Herr Streintz mir Vorwürfe macht, ich hätte daran gedacht, auf Salze folgende These auszudehnen:

„Leiter bei gewöhnlicher Temperatur sind nur jene dunkelfarbigen Verbindungen, die sich unter hohem Druck ohne Anwendung eines Bindemittels in bestimmte Formen von metallischem Glanze und metallischer Härte bringen lassen."

Ich habe also nicht versucht, an meinem gelehrten Opponenten dadurch Kritik zu üben, dass ich seine Versuche mit den W. Springschen verglichen hätte.

Zum Schlusse will ich ganz allgemein mich dahin äussern, dass die Streintzschen Beobachtungen nicht im geringsten die Berechtigung meiner Arbeiten über geschmolzenes Bleisulfid und Schwefelkies beeinträchtigen, bei denen ich mir das Ziel gesteckt habe, den Gang der Kurve zu bestimmen, welche die Veränderung der Widerstandsfähigkeit bei niedriger Temperatur ausdrückt. Herr Streintz hat im übrigen die Ergebnisse meiner Messungen nicht angegriffen, und sogar nachgewiesen, dass dieselben sich mit den Schlussfolgerungen, die er aus seinen Untersuchungen zieht, gut vertragen.[1]) Ich will meine Versuche fortsetzen, nachdem ich sie wegen anderer Arbeiten, die mir dringender erschienen, habe unterbrechen müssen. Andererseits liegt mir daran, hier zu erklären, dass ich beim Vergleiche der Ergebnisse der Springschen Arbeiten und meiner eigenen Ergebnisse mit denen des Herrn Streintz durchaus nicht die Absicht gehabt habe, sie dazu zu benutzen, die Schlussfolgerungen der sehr ausgedehnten und interessanten Untersuchungen meines gelehrten Kritikers zu bekämpfen.

1) Im übrigen entsprachen meine Versuche über Widerstandsfähigkeit und Hall-Effekt, auch wenn die von mir benutzte Bleisulfidplatte oder der Stift eine kleine Bleimenge enthalten hätten, immer noch meinen Zwecken.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 2. April 1904.)

BERICHTE ÜBER WISSENSCHAFTLICHE VERSAMMLUNGEN.

XI. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie (früher Deutsche elektrochemische Gesellschaft) in Bonn am Rh. 12., 13. und 14. Mai 1904.

In den letzten Tagen der Himmelfahrtswoche vereinigte das schöne Bonn etwa 150 Mitglieder der deutschen Bunsengesellschaft zur Abhaltung der diesjährigen Hauptversammlung. Nach einem überaus gemütlichen Begrüssungsabend am Donnerstag begannen am Freitag die Sitzungen in dem grossen Hörsaale des chemischen Institutes Poppelsdorf-Bonn. Sobald die üblichen Ansprachen und ein Teil des Geschäftlichen erledigt war, hielt den ersten wissenschaftlichen Vortrag:

Prof. Dr. Bakhuis Roozeboom aus Amsterdam über: Die Anwendung der Phasenlehre auf die Gemische von Eisen und Kohlenstoff. Es liegen hier äusserst interessante und wichtige Untersuchungen für die Eisen- und Stahlerzeugung vor, welche von dem Vortragenden unter phasentheoretischen Gesichtspunkten zusammengefasst wurden. Der zweite Vortragende:

Prof. Heyn aus Charlottenburg führte den begonnenen Gegenstand weiter, indem er die Härtung des Stahles vom physikalisch-chemischen Standpunkte aus betrachtete, und durch zahlreiche Demonstrationen von mikrophotographischen Aufnahmen erläuterte. Nach der Mittagspause trug alsdann

Privatdozent Dr. Löb aus Bonn über: Pyrogene Reaktionen und Dissoziationsvorgänge vor und entwickelte eine neue und sehr interessante Auffassung der Dissoziationsvorgänge. Daran schloss sich eine kurze Mitteilung von

Direktor Rathenau aus Berlin über: metallisches Calcium. Es wurden etwa 30 cm lange und mehrere cm dicke Stangen aus reinem, direkt in dieser Form erzeugtem Calcium herumgezeigt, welche auf elektrochemischem Wege gewonnen waren. Da die Methode sehr einfach und das Ausgangsmaterial sehr billig ist, so verspricht das zum ersten Male in grösseren Mengen hergestellte Metall demnächst recht preiswert zu werden.

Privatdozent Dr. Jordis aus Erlangen trug nunmehr über neue Gesichtspunkte zur Theorie der Kolloide vor; daran schloss sich

Privatdozent Dr. Wolf Müller aus Mülhausen im Elsass, welcher die Erscheinungen der Passivität der Metalle auf Grund elektronentheoretischer Vorstellungen zu erklären versuchte. Auf seine interessanten Ausführungen folgte dann ein eingehender Bericht von

Dr. O. Sackur aus Berlin über eine im Reichsgesundheitsamte ausgeführte Arbeit zur Kenntnis der Blei-Zinnlegierungen. Weiter berichtete

Direktor Dr. Goldschmidt aus Essen: Über den Ruthenburgprozess, einen neuen in Amerika in der Entwickelung begriffenen eisenhüttenmännischen Prozess.

Prof. Dr. Tammann aus Göttingen trug dann über Glasbildung und Entglasung vor und zeigte, wie die Entglasungsvorgänge wesentlich bedingt werden durch die Bildung von Krystallisationskernen einerseits und durch die Krystallisationsgeschwindigkeit andererseits. Den Schluss des ersten Verhandlungstages machte

Prof. Mathesius-Charlottenburg mit einem Vortrag über die Entstehung der Schlacken in hüttenmännischen Prozessen, die Konstitution der Schlacken und ihre industrielle Verwertung.

Darauf folgte die Versammlung einer Einladung der Stadt Bonn zu einem Bierabende, der die Teilnehmer bis tief in die Nacht hinein in angeregtestem Meinungsaustausche zusammenhielt.

Am Sonnabend, den 14. Mai, wurde in der Morgensitzung nach Erledigung einiger geschäftlicher Angelegenheiten der erste Vortrag gehalten von:

Geh.-Rat W. Ostwald aus Leipzig über die Phasenregel und eine Ableitung der stöchiometrischen Grundgesetze aus der experimentellen Definition des chemischen Individuums. Es folgte

Prof. Dr. Elbs aus Giessen mit einem Vortrage über stereochemische Hinderung bei elektrochemischen Reduktionen, ferner

Prof. Dr. Bredig aus Heidelberg, welcher über Cyanionenkatalyse berichtete.

Privatdozent Dr. Bose aus Göttingen teilte Versuche zur Chemie der Kathodenstrahlen mit und suchte zwischen den verschiedenen Anschauungen über die Einwirkung derselben auf chemische Präparate eine Brücke zu schlagen.

Den Schluss der Morgensitzung bildete ein mit interessanten Experimenten begleiteter Vortrag von

Privatdozent Dr. Trautz aus Freiburg über neue Luminiszenzerscheinungen.

Die Nachmittagssitzung des zweiten Verhandlungstages war den Anwendungen des physikalischen Chemie auf medizinische Fragen gewidmet. Es sprachen:

Privatdozent Dr. Schröder aus Bonn über die Ergebnisse der Kryoskopie für die Medizin.

Prof. Dr. Dreser aus Elberfeld über Gefrierpunkts- und Leitfähigkeitsbestimmung des Harnes in einigen pharmakologischen Ergebnissen,

Prof. Dr. Svante Arrhenius aus Stockholm über die chemischen Massenwirkungen bei den Toxinen,

Prof. Dr. W. Nernst aus Göttingen: Zur Theorie der elektrischen Reizung.

In allen Sitzungen, ganz besonders aber in dieser letzten fanden äusserst lebhafte Diskussionen statt, die sicherlich allseitig zur Förderung und Klärung der neuen Anschauungen beitrugen.

Zu Ehrenmitgliedern der Deutschen Bunsengesellschaft wurden ernannt: Sir William Ramsay, Sir Henry Roscoe und Geh.-Rat Prof. Dr. Landolt.

Der Abend des letzten Tages vereinigte die Teilnehmer der Versammlung zu einem Festessen. Allen, auch denen, welchen es nicht mehr vergönnt war, den Sonntagsausflug ins Siebengebirge mitzumachen, werden die schönen Tage der vom herrlichsten Wetter begünstigten XI. Hauptversammlung unvergesslich bleiben. E. Bose.

(Eingegangen 16. Mai 1904.)

X. Allgemeine Versammlung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft in Berlin vom 7. bis 9. April 1904.

W. v. Bezold schildert zunächst in einer Eröffnungsrede den Fortschritt, den die Entwicklung der Meteorologie seit der letzten Versammlung zu verzeichnen hat und stellt im

einzelnen dar, wie die Probleme der Erd- und kosmischen Physik heute in den Vordergrund getreten sind. Im speziellen sind es die Vorgänge auf der Sonne oder besser die Verbindung jener mit denen auf unserem Planeten, denen heute ein ausserordentlich reges Interesse entgegengebracht wird. So haben z. B. Nordmann, Flammarion u. a. Köppens Untersuchungen über den Zusammenhang der Sonnenflecken-Relativzahlen mit dem Gange der Lufttemperatur wieder aufgenommen und sind nun zu teilweise recht verschiedenen Resultaten gekommen, je nach der Lage der benutzten Orte in Bezug auf das Klima. Redner hebt nun besonders hervor, warum solche Verschiedenheiten auftreten müssen: Die von der Sonne den verschiedenen Breiten zugestrahlten Wärmemengen werden anderen Gegenden auf sehr verschiedene Weisen zugeführt; so durch Luftströmungen sehr schnell, durch Meeresströmungen sehr langsam. Ausserdem kann ihre Wirkung eine sehr verschiedenartige sein, sie können Temperaturänderungen hervorrufen, aber auch vermehrte Bewölkung und dadurch Temperaturabnahme oder erstarktes Abschmelzen der Schnee- und Eismassen, so dass also keine Temperaturänderung zur Beobachtung kommt.

Erdmagnetismus und Sonnenphysik, Sonnenphysik und Luftelektrizität, alle sind jetzt in engere Verbindung gebracht. Sie zu ergründen ist man jetzt eifrig bemüht. So veranlassten die kartellierten Akademien die Inangriffnahme planmässiger Arbeiten über die Luftelektrizität und ferner ist angeregt worden, durch internationale magnetische Messungen längs eines Breitenkreises eine Entscheidung darüber herbeizuführen, ob die Erdoberfläche von elektrischen Strömen durchsetzt wird oder nicht.

J. Schubert-Eberswalde sprach über den Einfluss des Waldes auf das Klima, der, wie vorweg genommen sei, bei weitem überschätzt worden ist. Redner stützt sich auf die Ergebnisse einer Anzahl planmässig angelegter Stationen im Waldbestande, in der Lichtung, am Waldesrand und auf der freien Ebene. Die Untersuchungen beziehen sich auf Lufttemperatur und Feuchtigkeit. Die Hauptresultate sind kurz folgende.

Die maximale Abkühlung durch den Wald im ganzen Jahr (Durchschnitt) beträgt 1,1°. In Bezug auf die tägliche Variation ist der Wald in Analogie zu dem klimatischen Verhalten einer Thallage zu setzen; er ist am Tage kälter, in der Nacht wärmer als die freie Station. Nicht allein die Schwankung ist jedoch herabgesetzt, auch die absolute Temperatur: die kalte Luft bleibt im Walde, während die warme fortsteigt. Der Waldbestand ist auch meist feuchter als die freie Station. Der Wald hat fast keinen Einfluss auf das Klima benachbarter Gegenden, sondern nur auf sein eigenes.

Diskussion: Aug. Schmidt-Stuttgart betont den Einfluss des Waldes auf den Hagel, lässt aber offen, inwieweit dieser Einfluss über die Feuchtigkeit zustande kommt oder über die Luftelektrizität. — Hellmann-Berlin und Meinardus betonen die Wichtigkeit der Untersuchung des Einflusses auf die Regenmenge. Schubert: das Material umfasst erst 5 Jahre. Der Einfluss scheint ein mechanischer zu sein, der Wald giebt ein Hindernis ab.

W. Meinardus-Berlin: Über Wassertemperatur-Schwankungen an den westeuropäischen Küsten. Redner unterzieht den Einfluss der Luftdruckdifferenzen längs bestimmter grösster Kreise auf die Beschleunigung des Golf- und Labradorstromes einer Untersuchung, da diese Beschleunigungen auch einen rascheren Temperaturtransport und damit einen entsprechenden Einfluss auf die Lufttemperatur und das Klima der westeuropäischen Küsten nach sich ziehen. Er stützt sich dabei auf den Buys-Ballotschen Begriff des „Übermasses", d. i. die von einer Epoche an gebildete algebraische Summe aller Abweichungen vom Werte der Epoche und findet, dass das Übermass der Golfstromtemperatur immer gegen jenes des Luftdrucks verspätet ist. Bei dem Labradorstrom kommt eine Temperaturänderung nicht in Betracht; er ist lediglich ein Kompensationsstrom und ändert nur die Menge des mitgeführten Eises.

A. Sprung-Potsdam entwickelt die Theorie einer Vorrichtung am Benndorfschen registrierenden Elektrometer, um den Registrierbereich automatisch zu erweitern. Sie besteht darin, dass bei einer bestimmten Stellung der Nadel eine geeignete Zahl von Elementen der Hochspannungsbatterie ausgeschaltet und dadurch die Potentialdifferenz zweier Quadranten ermässigt wird.

Elias-Tegel demonstriert einen Apparat, der die Gegenwart freier elektrischer Ladungen in den oberen Schichten der Atmosphäre registrieren soll.

Ad. Schmidt-Potsdam: Grundzüge eines Planes zur laufenden systematischen Bearbeitung der Beobachtungen über magnetische Störungen. Die Betrachtung der magnetischen Kurven, wie sie an gestörten Tagen registriert werden, liefert zunächst einen fast hoffnungslos verwickelten Eindruck. Dennoch lässt sich die Fülle der Erscheinungen bei näherem Eingehen und namentlich bei Heranziehen von Registrierungen mehrerer Orte und verschiedener Zeiten nach vereinfachenden Gesichtspunkten zerlegen. Man kann grosse, kleinere und kleinste Wellenzüge unterscheiden, eine Sichtung, die nicht bloss eine formale ist,

sondern durch die stete Wiederkehr sich als ein Naturphänomen kennzeichnet. So lebhaft die Bewegung ist, lässt sich eine Mittellinie zeichnen, um die die übrigen Oszillationen sich nach dem Prinzip der Superposition bewegen. Diese Mittellinie steigt von der Ruhe zu einem Extrem an und fällt dann meist asymptotisch zur Ruhe zurück, seltener erreicht sie vorher ein entgegengesetztes Extrem. Für die selbständige Natur dieser Erscheinung spricht auch der Umstand, dass die Überreste der Störung, nach Abzug jener Hauptbewegung an verschiedenen Orten jetzt sehr grosse Ähnlichkeit erhalten, während in der Gesamterscheinung dies nicht zu Tage treten kann. Ferner wird nunmehr der Störungsvektor des Restes stabil, was bekanntlich vorher durchaus nicht der Fall ist. Die Überreste erscheinen wesentlich als lokale Modifikationen der störenden Kräfte. Die Hauptbewegung erklärt sich durch die Existenz eines arktischen oder antarktischen Stromwirbels, dem nun sekundäre Wirbel beigegeben sind.

Hiernach ergiebt sich als brauchbare Grundlage für eine systematische Forschung die, aus der Gesamterscheinung eine Hauptwelle auszusondern und nunmehr diese und sodann den Überrest für möglichst grosse Gebiete der Erde einzeln zu behandeln.

Schubert-Eberswalde: Der Wärmehaushalt im festen Lande, im Meere und in der Atmosphäre. (Hierüber erscheint demnächst ein Sonderreferat in dieser Zeitschrift.)

Möller-Braunschweig: Über die atmosphärische Flut und insbesondere über die Ebbebewegung der Luft. Redner hält die zweifellos vorhandene Gezeitenbewegung der oberen Luftschichten auf das Wetter der untersten für sehr wohl von Einfluss. Süring hält dagegen die Vorgänge in den mittleren Schichten für massgebender auf das Wetter unserer Regionen.

Less-Berlin: Über die Wanderung sommerlicher Regenfälle durch Deutschland. Die Prognose auf Regen ist die unsicherste, weil die Teilminima zu einflussreich sind. Die Wanderung der Regengebiete geschieht aber keineswegs regellos. Eine Ausmessung aller Regengebiete während eines bestimmten Zeitabschnittes nach Grösse und Intensität liefert folgendes. Die Gebiete wandern von W nach E mit einer mittleren Verschiebungsgeschwindigkeit von 237 km pro Tag (gegen 642 km der zugehörigen Depressionen). Dies ist der Einfluss der sekundären Wirbel. Aus derselben Ursache heraus wird das Gebiet auch breiter, in dem die E-Grenze nur nach E, die W-Grenze oft nach W wandert. Die Intensität nimmt pro Tag um 12,8 Proz. ab, dafür die Fläche um 15 Proz. zu; die Wassermenge bleibt also nahezu konstant. In der Diskussion empfiehlt Hellmann, bedeutend mehr Material zu benutzen und durch Isochronohyeten den Regen genauer zu verfolgen. Köppen-Hamburg betont, dass Teildepressionen auch weniger Regen bringen als die Hauptdepression. Kassner rät, einzelne mehrtägige Regen gesondert vorzunehmen und macht auf den Einfluss der Seehöhe aufmerksam.

P. Polis-Aachen: Zur Niederschlagsbildung in Cyklonen, zeigt, dass die Vorderseite der Depression Tag-, die Rückseite Nachtregen hat; der tägliche Verlauf der Regenhäufigkeit ist auf beiden Seiten fast genau der umgekehrte.

Börnstein-Berlin: Über den jährlichen und täglichen Gang des Luftdrucks in Berlin, legt eine Isoplethenfläche des Luftdrucks vor, wie sie sich aus den ersten vier Gliedern der harmonischen Reihendarstellung ergiebt. In der Existenz eines jährlichen Ganges der einzelnen Koeffizientenwerte sieht er den Beweis für die physische Selbständigkeit der einzelnen Wellen.

Holdefleiss-Halle. Über die meteorologischen Ursachen des Auswinterns des Getreides. Als Ursachen des Auswinterns (Erfrierens) des Getreides führt Redner an: das Ausfaulen unter einer Schneedecke im nicht gefrorenen Boden und bei Abwesenheit von Schnee den Bodenfrost der Schichten nahe der Oberfläche, während diese selbst aufgetaut ist. Der überaus interessante Vortrag kann leider an dieser Stelle nicht weiter besprochen werden; doch sei erwähnt, dass er zur Konstituierung einer Kommission zur Untersuchung des Wassergehaltes der obersten Bodenschichten führte.

A. Nippoldt.

(Eingegangen 2. Mai 1904.)

BESPRECHUNGEN.

Svante August Arrhenius, Lehrbuch der kosmischen Physik. 2 Bde. gr. 8. VIII u. 1026 S. mit über 400 Abbildungen im Text und 3 farb. Tafeln. Leipzig, S. Hirzel. 1903. Mk. 38.—

Schon vor mehr als Jahresfrist ist das vorliegende Buch erschienen, aber es wird die späte Anzeige an dieser Stelle gewiss entschuldigt werden, wenn man den überaus reichen Inhalt des Werkes sich vergegenwärtigt und ausserdem den Umstand, dass das Buch über 1000 Seiten zählt und nicht zu denen gehört, die man so leichthin durchblättert, um einen Überblick vom Inhalt zu bekommen. Der Verfasser, der selbst

auf dem Gebiete der kosmischen Physik und speziell der Physik der Atmosphäre mitten in den Forschungen steht, war gewiss wie selten jemand zur Herausgabe eines solchen Buches geeignet und es sind auch gerade diese Kapitel die gediegensten der ganzen umfangreichen Arbeit. Es kann auch keinem Zweifel unterliegen, dass ein Handbuch der kosmischen Physik, welches auf der Höhe der Zeit steht, nicht mehr vorhanden war, denn der alte Müller hat sich längst überlebt und es kann auch gewiss nicht behauptet werden, dass die Neubearbeitung, die die Verlagshandlung vor einigen Jahren veranstaltete, unter einem günstigen Sterne gestanden habe. Es ist natürlich hier nur möglich, eine kurze Übersicht des reichen Inhaltes zu geben, denn für eine eingehendere Behandlung desselben würde in dieser Rubrik völlig der Platz fehlen. Das Buch umfasst zwei mittelstarke Bände, im ersten wird die „Physik des Himmels" und die „Physik der Erde" und im zweiten „die Physik der Atmosphäre" abgehandelt. Was den ersten Abschnitt anlangt, so ist dessen Inhalt nicht die stärkste Seite des Buches, wenn auch in einer kosmischen Physik nicht gerade die mathematische Einteilung der Himmelskugel und die Chronologie eine wesentliche Rolle spielt, so wäre doch an manchen Stellen ein etwas schärferer Ausdruck am Platze gewesen. So hat gleich auf der ersten Seite das Jahr 12 Monate statt dreizehn, wie es dem Mondumlauf nach sein sollte[1]), der Unterschied zwischen siderischem und tropischem Jahr ist recht verschwommen definiert und ausserdem giebt es neben den Frühlingsäquinoktien auch ein solches im Herbst. Was der Verfasser über die Parallaxe der Gestirne und über die Bestimmung derselben sagt, bedarf an manchen Stellen der Revision bei einer späteren Auflage. — Doch es soll nicht weiter gemäkelt werden, im ganzen und zumal in den späteren Unterabteilungen auch dieses Abschnittes, die sich mehr mit den auf physikalische Vorgänge gegründeten astronomischen Forschungsergebnissen beschäftigen, wird die Auffassung klarer und richtiger, doch ist die Deklination des Nordpoles der Milchstrasse wohl um 2—3 Grad zu südlich angegeben. — Was die z. T. doch noch recht hypothetischen Ansichten über die Verteilung der Gestirne im Raum anlangt, so sind besonders die auf die Farben derselben gegründeten Angaben doch wohl etwas zu bestimmt ausgedrückt, auch wird einiges durch die noch nicht berücksichtigten Curieschen Entdeckungen modifiziert. — Dass die Bestimmung der Sonnenparallaxe durch die Venusatmosphäre erheblich beeinträchtigt werden soll, beruht wohl auf einem Missverständnis bez. des sogenannten „schwarzen Tropfens". — In den Täfelchen für die Masse, Dichte u. s. w. der Körper des Sonnensystems sollte bei der Sonne die Angabe der Masse schärfer hervorgehoben sein, durch die Stellung des Kommas wird der Nichtfachmann leicht verführt, dieselbe für nicht viel grösser als die des Jupiter zu halten. Was über die Physik der Sonne beigebracht wird, ist sehr reichhaltig und namentlich durch die Nebeneinanderstellung der verschiedensten Hypothesen interessant. Diese zeigen aber auch sehr treffend, wie wenig Zuverlässiges wir noch über die physikalischen Verhältnisse auf unserem Centralkörper wissen. Der verstorbene Rud. Wolf-Zürich ist aber doch wohl mehr Astronom als Physiker gewesen. In der Helmholtzschen Theorie über die Volumenänderung der Sonne ist vielleicht hinzuzufügen, dass im Laufe der letzten hundert Jahre mit Sicherheit eine auch nur eine Zehntel Bogensekunde betragende Änderung des Radius nicht nachweisbar ist. — Das nächste Kapitel beschäftigt sich mit den übrigen Körpern des Sonnensystems und betrachtet dieselben hinsichtlich ihrer Dichte, ihrer Wärmeaufnahme und Strahlung. Die Temperatur (t) auf dem Monde wird nach der Formel:

$W = 0{,}768\,(T^4 - t^4)\cdot 10^{-10}$ berechnet, wo

$W = 2{,}38$ die Strahlungseinheit und T die Temperatur des Weltraumes ist. Für eine Stelle des Mondes, für welche die Zenithdistanz der Sonne gleich w ist, erhält man:

			berechnet	beobachtet
	$\omega = 0^0$	$t =$	146^0 C.	181
Für	$\omega = 20^0$	$t =$	140^0 „	175
	$\omega = 50^0$	$t =$	103^0 „	109
	$\omega = 80^0$	$t =$	-2^0 „	-33
	$\omega = 90^0$	$t =$	-273^0 „	-235

Neuerdings von Very ausgeführte Messungen stimmen einigermassen mit den theoretischen, die ersteren sind noch in der zweiten Spalte den Täfelchen beigefügt. Die Verdoppelung der Marskanäle ist etwas kurz behandelt, sie haben gerade kosmisches Interesse, und die wohl einzig richtige Erklärung für die merkwürdige Erscheinung, sie als wesentlich optisches Phänomen aufzufassen, ist nicht erwähnt; auch bei den Erläuterungen betr. den Saturnring hätten die Seeligerschen Untersuchungen etwas stärker hervorgehoben werden können. — Ich möchte die Bemerkungen über den ersten Abschnitt aber nicht beschliessen, ohne zu betonen, dass trotz der mannigfachen Kleinigkeiten, von denen die hier erwähnten nur sporadisch herausgegriffen wurden, doch der Wert des Gesamtinhaltes nicht geschmälert wird. —

Was der Verf. über die „Physik der Erde" beibringt, ist wesentlich freier von solchen

1) Mond- und Sonnenlauf liefern eigentlich voneinander ganz unabhängige Prinzipien der Zeitmessung, wie sie auch durch das Mond- und das Sonnenjahr verwertet sind.

kleinen Verstössen, das hat eben seinen Grund darin, dass hier Verf. auf eigenem Forschungsgebiet sich befindet. — Der Unterschied zwischen dem Präzisionspendel und den Apparaten von Sterneck und von Defforges mit Bezug auf ihre Verwendung als absolute und reine Vergleichsinstrumente dürfte etwas präziser ausgesprochen sein. — In einer zweiten Unterabteilung dieses Kapitels wird die feste Erdkruste und das Erdinnere behandelt. Dahin gehören die Zunahme der Temperatur mit der Tiefe, der Zustand im Innern der Erde, die Strahlung nach aussen; sodann werden besprochen: die Vulkane und in einigen weiteren Paragraphen die Erdbeben und die dahin gehörigen Erscheinungen, sowie schliesslich die Verteilung von Wasser und Land. Die Erdbebenfrage ist etwas kurz gehalten, es wäre vielleicht möglich gewesen auf die neueren Apparate zur Beobachtung der seismischen Bewegungen und auf die bisher damit erzielten Resultate, wenn auch nur statistisch, etwas näher einzugehen; das Material dazu lag bei der Abfassung des Werkes schon vor. In Unterabteilung III wird das „Meer" nach Ausdehnung, Tiefe, Verteilung des Salzgehaltes und der Temperatur, sowie bez. der hauptsächlichsten Strömungen und ihrer Veranlassung behandelt. Schilderungen über das „Meereis" und „Polareis" schliessen als getrennte Paragraphen diese Abteilung, der sich dann als IV., V. und VI. die Erläuterungen über das „Wasser auf dem Festlande", „die Wellenbewegung des Meeres und der Seen", sowie der „Wechselwirkung zwischen Land- und Seeküsten" anschliessen, womit die Physik der Erde zu Ende geführt ist. In das V. Kapitel fallen die interessanten Untersuchungen über die Gezeitenströmungen und die theoretische Behandlung durch Anwendung der sogen. „harmonischen Analyse" durch Darwin. Vielleicht hätte hier neben den ausländischen Gelehrten auch der Verdienste von Börgen um die Ausgestaltung dieser Lehre gedacht werden können, da es doch immerhin ein deutsches Buch ist, welches der Verf. geschrieben hat. — Das kleine Kärtchen, welches die Hebungen der Skandinavischen Halbinsel darstellt, ist recht instruktiv. — Der zweite Band, welcher wie schon erwähnt, ausschliesslich der Physik der Atmosphäre gewidmet ist, zerfällt in achtzehn einzelne Kapitel und enthält ausserdem die Namen — (oder Personen wie der Verf. schreibt) und Sachregister, die natürlich für ein solches Werk von der grössten Bedeutung sind. Es hätte daher das letztere wohl „gern" noch etwas ausführlicher sein dürfen. — Ref. könnte hier schon durch Aufzählung des Inhaltes der einzelnen Kapitel die Reichhaltigkeit des Werkes andeuten, doch würde damit noch keine rechte Übersicht über die Art der Behandlung erlangt sein, er muss deshalb, wenn auch der übliche Raum für die Besprechung eines solchen Werkes überschritten wird, noch einige spezielle Bemerkungen daran knüpfen. In Kapitel I: Bestandteile der Luft ist Neues nicht hinzugekommen, aber es hätte dem Phänomen des „Höhenrauches" noch einige Zeilen mehr gewidmet werden können, dagegen ist die Mitteilung der von Andrée bei seinen Ballonfahrten gefundenen Werte für die Menge der Kohlensäure interessant. Er fand

Höhe	0	380	1200	Meter
Kohlensäure	0,0320	(0,0418)?	0,0323	Vol.-Proz.
Höhe	2370	3200	3830	Meter
Kohlensäure	0,0317	0,0310	0,0370	Vol.-Proz.

Die „Staubzählungen" Aitkens finden sich auch hier mitgeteilt. Das zweite Kapitel ist der Sonnenstrahlung gewidmet. Es werden die Untersuchungen von Pouillet, Forbes und die neueren von Violle, Langley, Crova u. a. sowie kurz die Beschreibung der angewandten Apparate gegeben. Die Zusammenstellung der Bestimmungen der Solarkonstante ist wohl ziemlich vollständig, doch hätten in einer kosmischen Physik die Daten genauer gegeben sein können; vgl. z. B. dazu Hanns Meteorologie. — Die Stärke der Strahlung in verschiedenen Höhen wird recht anschaulich durch folgendes Täfelchen bezeichnet (nach Angström):

Schichtdicke in Atmosph.	1	2	3
Strahlung in Guimar (360 m)	1,39	1,17	1,03
Strahlung in Canada (2125 m)	1,51	1,33	1,20
Strahlung am Pic von Teneriffa . . . (3683 m)	1,54	1,37	1,24
Schichtdicke in Atmosph.	**4**	**5**	**6**
Strahlung in Guimar (360 m)	0,92	0,82	0,73
Strahlung in Canada (2125 m)	1,09	1,00	—
Strahlung am Pic von Teneriffa . . . (3683 m)	1,14	1,05	0,97

Der Einfluss der Reinheit der Luft in höheren Schichten ist hier deutlich zu bemerken. —

Es wird dann in diesem Kapitel noch die Periode der Sonnenstrahlung nach der Jahreszeit und der Zenithdistanz der Sonne für einen bestimmten Erdort ausführlich besprochen und die theoretische Sollzahl mit dem Beobachtungsergebnis verglichen. Das III. Kapitel umfasst nur wenige Seiten und ist der Wärmeausstrahlung gewidmet; dagegen ist im IV. Kapitel die Temperatur der Erdoberfläche sowohl nach ihrem jährlichen als auch täglichen Verlaufe eingehend behandelt; auch die Temperatur in Tiefen bis 70 und mehr Metern findet Erwähnung. Zwei Diagramme mit den Geothermen und Aërothermen geben eine gute Erläuterung des Textes. Ausführlicher noch ist in Kapitel V die Temperatur der Luft behandelt und in Kapitel VI der Druck der Luft und seine Schwankungen. Es kann über diese beiden Kapitel hier schneller hinweggegangen werden,

da sie im wesentlichen die wichtigsten Daten aus dem vorzüglichen Hannschen Werke wiedergeben, sie sind deshalb aber auch in der mehr auf das Allgemeine gerichteten Darstellungsweise des Verfassers nicht weniger lesenswert. — Auch von den folgenden Kapiteln bis zum X. gilt ähnliches, sie beschäftigen sich der Reihe nach mit dem Wassergehalte der Atmosphäre (soweit es gasförmigen Aggregatzustand hat), den Wolken und Niederschlägen, den Winden und den Wirbelbewegungen in der Luft, mit welcher Betrachtung dann schliesslich die Möglichkeit einer begründeten Wettervorhersage abgehandelt wird. Mit Recht bemerkt der Verfasser am Schlusse dieser praktischen Auseinandersetzungen, wie schwierig eine auch nur auf kurze Zeit vorausgehende Prognose der Witterung ist; aber der Satz, dass die Erhaltungstendenz derselben einfach mit der Dauer selbst wachse, ist doch wohl nicht ganz richtig. Es giebt sicher gewisse Maxima dieser Tendenz, die allerdings von örtlichen Verhältnissen und auch von dem Charakter der jeweilig herrschenden Witterung selbst abhängen mögen, die aber gewiss nach ihrer Überschreitung wieder einen Umschlag der Witterung wahrscheinlicher machen. Es würde eine gar nicht unverdienstliche Sache sein, diesen Verhältnissen an der Hand ausgedehnter Beobachtungsreihen näher nachzugehen. — Das Kapitel XI enthält die theoretischen Grundlagen für die dynamischen Vorgänge in der Atmosphäre; wie der Verfasser in der Vorrede sagt, verdankt er diesen Teil des Werkes H. Sandström, der selbst die Entwickelungen von Lord Kelvin weitergeführt und die Resultate seiner Untersuchungen in einer Schrift „Über die Beziehungen zwischen Temperatur und Luftbewegung in der Atmosphäre unter stationären Verhältnissen" niedergelegt hat.[1])

Die dort z. T. mit Bjerknes Formeln gegebenen Berechnungen und Entwickelungen bilden einen erheblichen Teil dieses Kapitels. Sie führen zu einigen Leitsätzen betreffend die Cirkulation der Luftmassen und geben z. T. einen Anhalt über die Entstehung der cyklonalen Bewegungen in dem Luftmeere. Im übrigen schliesst sich dieses Kapitel an die Untersuchungen von J. Thomson, Ferrel, Helmholtz, Guldberg, Mohn, Sprung u. a. an, aber es muss hier wegen spezifischer Daten auf das Original verwiesen werden. — Im Zusammenhang mit den theoretischen Entwickelungen steht der Inhalt des nächsten Kapitels, welches in kurzen Zügen die Einwirkung des Windes auf die Erdoberfläche darstellt. Es werden hier auch die sogen. Wanderdünen besprochen und auch die mehrfach vorgekommenen Transmissionen von Staub und Sand auf sehr weite Entfernungen hin, z. B. der Erscheinungen dieser Art vom 9. bis 12. März 1901. — Kapitel XIII behandelt die Gewitter; neben dem mehr statistischen Material, welches über die Erscheinungen bei Gewittern gesammelt worden ist und sich auf die Form der Wolken, die Niederschläge und die jährlichen und täglichen Perioden derselben bezieht, ist besonders von Interesse der Paragraph über die Entstehung der Gewittererscheinungen. Derselbe giebt die Erklärung auf Grund der neueren Ionentheorien, deren Resultate sich allerdings auch mit den älteren Anschauungen teilweise decken.[1]) Der Verfasser sagt: „Die Luft enthält bekanntlich eine gewisse Menge von positiven und negativen Ionen, deren Anzahl stark mit der Höhe über dem Boden zunimmt. Diese Ionisierung der Luft wächst auch mit der Bestrahlung. Die Ionen dienen als Kondensationskerne für den Wasserdampf, besonders die negativen. Auf diese Weise entsteht eine Scheidung der positiven und negativen Ionen, welche letzteren vorzugsweise zur Erde transportiert werden und dieser eine negative Ladung erteilen, wogegen die Luftschichten einen Überschuss an positiver Elektrizität zurückbehalten. Wolkenmassen, die sich in ziemlicher Höhe bilden, werden eine starke Ladung erhalten." Dadurch sind die Bedingungen für die elektrischen Entladungen offenbar gegeben. — Auch auf den Unterschied zwischen Wärme- und Kältegewittern lässt sich die Theorie anwenden. — Die auf Hagelbildungen, das in seiner Wirkung noch recht problematische Wetterschiessen und die Begleiterscheinungen mancher Gewitter, als Tromben, Tornados u. s. w. gerichteten Erläuterungen bilden den Schluss dieses Kapitels. —

Bevor der Verfasser auf die übrigen Phänomene, welche mit der atmosphärischen Elektrizität zusammenhängen, eingeht, schiebt er in den Kapiteln XIV und XV das ein, was als meteorologische Akustik und Optik bezeichnet werden kann. Es wäre vielleicht besser gewesen, die Erläuterungen über das Gewitter hinter diese Kapitel zu stellen und so das, was mit der Elektrizität der Luft zusammenhängt, auch räumlich beisammen zu haben. Kapitel XIV behandelt den Schall, dessen unter gewissen Verhältnissen sehr weite Hörbarkeit, das Echo und die eigentümlichen Laute, welche als singende Felsen u. dergl. bekannt sind. Ref. vermisst die Erwähnung des in der Ost- und auch Nordsee nicht seltenen „Seeschiessens" (Mistpoeffers oder wie es sonst genannt wird). Das Phänomen ist nicht nur an offene Meere gebunden, sondern auch mehrfach am Bodensee beobachtet worden. Die Erklärungen dafür sind jedenfalls durch plötzliche Volumenänderungen gewisser Luft-

1) Vgl. Meteorolog. Zeitschr. 1902, S. 161 ff.

1) Vgl. Hann, Meteorologie, S. 667 ff.

massen zu geben, ob die Veranlassung dazu aber in elektrischen oder anderen Umständen (lokalen Winden o. dgl.) gesucht werden muss, ist noch sehr fraglich. Wesentlich ausführlicher ist die meteorologische Optik behandelt. Bei der scheinbaren Gestalt des Himmelsgewölbes sind besonders auch Reimanns Untersuchungen angeführt; doch fehlt eine Erwähnung der terrestrischen Refraktion und deren Abhängigkeit von Luftzustand und Entfernung. Dagegen sind die anormalen Brechungen, Luftspiegelungen u. s. w. kurz erwähnt. Die Erscheinungen des Regenbogens, der Nebensonnen u. s. w. werden sowohl theoretisch als auch statistisch ausreichend berücksichtigt, ebenso das Dämmerungsphänomen und die z. T. in sehr hohen Luftschichten zustande kommenden, dahin gehörigen Erscheinungen (Krakataoausbruch u. s. w.). Eine spezielle Domäne des Verfassers ist das Gebiet der Luftelektrizität, sofern man dieselbe als einen stehenden Zustand der Atmosphäre betrachtet (die Gewitter sind ja schon früher behandelt). Dementsprechend bleibt auch den Kapiteln XVI und XVII, welche diesem Gegenstande und dem Polarlicht gewidmet sind, kaum noch etwas hinzuzufügen, sie dürften den Gegenstand erschöpfend und dem neuesten Stande der Wissenschaft entsprechend behandeln. Das Schlusskapitel XVIII ist dem Erdmagnetismus und seinen verschiedenen Erscheinungsformen gewidmet. Das statistische Material ist recht vollständig vorhanden und namentlich durch gute Diagramme erläutert, doch hätte vielleicht der theoretischen Seite dieses Gebietes noch etwas mehr Platz gewährt werden können. Doch trotz allem, was Ref. Gelegenheit gegeben war, in dieser ausführlichen Besprechung noch als wünschenswert zu erwähnen, ist in diesem wichtigen und höchst verdienstlichen Werke eine überaus reiche Fülle von Wissen niedergelegt. Es konnte das ja von dem als Träger einer der Nobelpreise neuerdings viel und in weiteren Kreisen genanntem Verfasser auch gar nicht anders erwartet werden. Nur verhältnismässig sehr wenig wird eine spätere Auflage nachzubessern oder zu vervollständigen haben. L. Ambronn.

Reinhold Proell, Über den hydraulischen Wirkungsgrad von Turbinen bei ihrer Verwendung als Kraftmaschinen und Pumpen. gr. 8. IV u. 28 S. mit 8 Figuren und 3 Tafeln. Berlin, Julius Springer. 1904. M. 1,60.

Das flott geschriebene Werkchen verfolgt den Zweck, dem Konstrukteur beim Entwerfen einer Turbine oder Pumpe lange numerische Rechnungen und zeitraubendes Probieren zu ersparen. Nach geeigneter Umformung der bekannten Gleichungen für den hydraulischen Wirkungsgrad werden aus den Resultaten einige einfache Diagramme abgeleitet. Dieselben gestatten dann, unter Vermeidung nicht ausführbarer Werte, in kürzester Zeit alle zum Entwurfe notwendigen Grössen, z. B. Schaufelwinkel, Umfangsgeschwindigkeit, Querschnitte usw., so zu ermitteln, dass ein möglichst grosser theoretischer Wirkungsgrad erzielt wird. In vier Teilen werden Axialturbinen und Axialpumpen, Radialturbinen und Radialpumpen behandelt. Dabei ergeben sich interessante Vergleiche zwischen den einzelnen Maschinengattungen bezüglich ihres theoretischen Wirkungsgrades, die allerdings zum Teile schon bekannt sind. Das Büchlein kann Konstrukteuren und Studierenden aufs wärmste empfohlen werden.

R. Lorenz.

(Eingegangen 5. Januar 1904.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierten sich: Dr. Elis Strömaren für Astronomie in Kiel, Oberingenieur Konrad Zehme für elektrischen Bahnbau in Charlottenburg.

Es erhielt den Professortitel: Privatdozent Dr. G. Kümmel in Rostock.

Es wurden ernannt: Privatdozent Dr. W. Gintl und Adjunkt O. Gras, beide in Prag zu ausserordentlichen Professoren, Ingenieur Rinkel an der Handelshochschule in Köln zum Professor.

Es wurden berufen: Prof. Dr. Roessler, Maschineningenieur, und Privatdozent Dr. Wohl, organischer Chemiker, beide aus Berlin als etatsmässige Professoren an die technische Hochschule in Danzig.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. | 15. Juni 1904. | 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 13 am 22. Juni 1904.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Neuere Untersuchungen über Radioaktivität.

Von P. Curie.

(Fortsetzung.)

IV. Über induzierte Radioaktivität und die radioaktiven Emanationen.

Induzierte Radioaktivität. — Radium, Thor und Aktinium haben die Eigenschaft, nach aussen noch anderweitig zu wirken als durch die von ihnen ausgesandten Becquerelstrahlen. Sie teilen allmählich den in ihrer Nachbarschaft befindlichen Körpern ihre radioaktiven Eigenschaften mit, und diese senden dann ihrerseits Becquerelstrahlen aus. Die Aktivität kann in dieser Weise auf Gase, Flüssigkeiten und feste Körper übertragen werden, und dies ist das Phänomen der induzierten Radioaktivität.

Die induzierte Radioaktivität breitet sich in Gasen durch eine Art Leitung weiter und weiter aus; sie ist keineswegs an die Einwirkung direkter Strahlung von den erregenden Körpern aus gebunden.

Entfernt man den aktivierten Körper von

dem radioaktiven, so bleibt die auf diesem Körper induzierte Radioaktivität eine gewisse Zeitlang weiter bestehen; sie nimmt indessen nach und nach ab und erlischt endlich ganz.

Emanation. — Zur Erklärung dieser Phänomene macht Herr Rutherford die Annahme, dass Radium oder Thor beständig ein materielles, radioaktives, unbeständiges Gas abgeben, welches er Emanation nennt. Die Emanation verbreitet sich in dem Gase, welches den radioaktiven Körper umgiebt; sie vernichtet sich selbst allmählich, indem sie Becquerelstrahlen aussendet und andere unbeständige radioaktive aterielle Körper hervorbringt, welche nicht flüchtig sind; diese neuen Materien setzen sich an der Oberfläche der festen Körper fest und machen sie radioaktiv.

Man kann, ohne die Hypothesen soweit zu präzisieren, den Namen Emanation annehmen zur Bezeichnung der radioaktiven Energie in der Form, welche sie annimmt bei ihrer Ausbreitung in dem die radioaktiven Körper umgebenden Gase; man kann des weiteren noch annehmen, dass diese Energie verschwindet, indem sie die Energie der induzierten Radioaktivität an festen Körpern erzeugt.

Durch Radium induzierte Radioaktivität und Radiumemanation. — Bringt man ein festes Radiumsalz in einen geschlossenen Raum, welcher mit Luft gefüllt ist, so werden die inneren Wände des Raumes und alle in demselben befindlichen festen Körper radioaktiv. Beispielsweise kann man in den Raum eine feste Platte irgend eines Körpers einführen, dieselbe eine gewisse Zeit hindurch darin belassen, sie dann herausnehmen und auf ihre Radioaktivität hin untersuchen. Man konstatiert dann, dass die Aktivität der Platte zunächst mit der Dauer ihres Aufenthaltes in dem Raume wächst, dass sie aber bei einem hinreichend langen Aufenthalt einen Grenzwert erreicht. Wenn die aktivierte Platte aus dem Raume entfernt wird, so verliert sie ihre Aktivität nach einem Exponentialgesetz; die Strahlung vermindert sich auf die Hälfte ihres Wertes in je einem Zeitraum von der Grössenordnung einer halben Stunde. Im allgemeinen aktivieren und entaktivieren sich unter gleichen Bedingungen alle festen Körper in derselben Weise.

Die Erscheinungen sind viel intensiver (ungefähr 20 mal), wenn man statt des festen Radiumsalzes eine Lösung desselben Salzes in einem offenen Gefässe in den Raum bringt.

Die Natur und der Druck des in dem Raume befindlichen Gases haben auf die beobachteten Erscheinungen keinen Einfluss.

Die in einem Raume induzierte Radioaktivität ist proportional der in demselben befindlichen Menge Radium.

Steht der Raum, welcher das Radium enthält, durch ein Rohr mit einem zweiten Raume in Verbindung, so werden in diesem befindliche feste Körper nach Verlauf einer genügenden Zeit gleichfalls aktiv. Die Übertragung der aktivierenden Eigenschaft von einem Raume zu einem andern kann sogar durch eine Kapillare erfolgen.

Wird das Gas, welches durch den Aufenthalt in einem Raume, welcher Radium enthielt, aktiviert worden ist, in einen anderen Raum gebracht, so behält es während einer ziemlich langen Zeit die Eigenschaft, feste Körper, welche mit ihm in Berührung gebracht werden, radioaktiv zu machen. Gas, welches auf diese Weise der Einwirkung des Radiums entzogen worden ist, verliert indessen allmählich seine aktivierende Eigenschaft; das Verschwinden derselben erfolgt nach einem Exponentialgesetz als Funktion der Zeit; sie verringert sich auf die Hälfte ihres Wertes in einer Periode von je vier Tagen.

Zur Erklärung dieser Erscheinung kann man annehmen, dass das Radium eine fortwährende und konstante Abgabe von radioaktiver Emanation vor sich gehen lässt; diese Emanation verbreitet sich in die Luft eines Raumes und wirkt auf die festen Körper ein, indem es dieselben aktiviert. Wenn die Luft in einen anderen Raum übergeführt wird, so wird mit ihr die Emanation mitgeführt; sie zerstört sich dann von selbst mit einer Geschwindigkeit von solcher Grösse, dass sie während einer Periode von je vier Tagen um die Hälfte abnimmt.

In einem Radium enthaltenden Raume stellt sich ein Gleichgewichtszustand her, wenn die Emanationsmenge in dem Raume eine solche ist, dass der von der spontanen Vernichtung herrührende Verlust an Emanation gerade den fortlaufenden Zuwachs an Emanation aufhebt, der seine Quelle im Radium hat.

Man kann folgenden Versuch anstellen: Der Glasrezipient A (Figur 2) ist mit Luft gefüllt

Fig. 2.

und steht durch die Verengung bei O in Verbindung mit dem Ballon B, welcher eine Radiumlösung S enthält. Nach Verlauf einer gewissen

Zeit hat sich die Emanation nach A ausgebreitet, und die inneren Wandungen dieses Rezipienten sind aktiviert. Man trennt den Rezipienten A vom Radium durch Abschmelzen bei O. Dann kann man die Strahlung des Rezipienten A nach aussen untersuchen, wenn man ihn in den inneren Cylinder eines Cylinderkondensators bringt (Figur 3). Dieser innere

Fig. 3.

Cylinder $BBBB$ besteht aus Aluminium. Man bringt ihn auf ein Potential von 500 Volt. Der äussere Cylinder $CCCC$ des Kondensators besteht aus Kupfer; er steht in Verbindung mit einem Elektrometer und einem piezoelektrischen Quarz. Man misst mit Hilfe des Quarzes den Strom, welcher durch den Kondensator geht. Dieser Strom wird durch die Becquerelstrahlen hervorgerufen, welche aus dem Rohre A austreten, den Aluminiumcylinder B durchsetzen und die Luft zwischen den beiden Cylindern leitend machen. Der Apparat ist mit einer geerdeten metallischen Schutzhülle $EEEE$ umgeben.

Man stellt fest, dass die Strahlung des Rohres A mit der Zeit abnimmt nach einem strengen Exponentialgesetz von der Form

$$J = J_0 e^{-at}.$$

Hier ist J_0 der Wert der Strahlung zu Beginn der Zeit, J der Strahlungswert im Moment t, und a ein konstanter Koeffizient $a = 2{,}01 \cdot 10^{-6}$, wenn man als Zeiteinheit die Sekunde nimmt. Die Strahlung sinkt um die Hälfte ihres Wertes n ungefähr vier Tagen.

In einem zweiten Versuch kann man das Rohr A wie früher aktivieren und dann entleeren in der Weise, dass man die in dem Rohr befindliche mit Emanation geladene Luft auspumpt. Unter diesen Umständen nimmt die Strahlung des Rezipienten A sehr viel rascher ab; diese Strahlung wird um die Hälfte schwächer in einem Zeitraum von der Grössenordnung einer halben Stunde. Dieses Gesetz der Entaktivierung ist dasselbe, nach welchem aktivierte Körper ihre Aktivität verlieren, wenn sie der freien Luft ausgesetzt sind. Das Resultat bleibt dasselbe, wenn man nach der Entleerung des Rezipienten A wieder inaktive Luft in denselben eintreten lässt.

Man wird also zu dem Schlusse geführt, dass bei dem ersten Versuch die Aktivität des Rezipienten A durch die mit Emanation geladene Luft unterhalten wird, welche in diesem Rezipienten enthalten ist, und dass das Gesetz der Strahlungsabnahme bei diesem Versuch ebensowohl das Gesetz des spontanen Verschwindens der Emanation darstellt.

Wenn man den Rezipienten A, welcher mit Emanation geladene Luft enthält, auspumpt und die Strahlung dieses Rezipienten unmittelbar vor und nach dem Auspumpen der Luft misst, so stellt man fest, dass diese Strahlung sich nicht geändert hat in dem Augenblick, wo man die aktive Luft entfernt hat. Die Becquerelstrahlung der mit Emanation geladenen Luft übt also bei diesem Versuch keine Wirkung aus. Diese Strahlung ist wahrscheinlich vorhanden, wird aber von sehr wenig durchdringungsfähigen Strahlen gebildet, welche die Glaswandung nicht zu durchsetzen vermögen. Man kann zu diesem Punkte folgenden Versuch anstellen: Das eine Ende des Metallrohres $AAAA$ (Figur 4) steht bei O durch ein Kautschukrohr

Fig. 4.

mit einem Rezipienten B in Verbindung, in welchem sich eine Radiumsalzlösung befindet. Das andere Ende des Rohres A ist durch einen isolierenden Stopfen i verschlossen; durch diesen Stopfen führt ein Metalldraht C, welcher mit dem Elektrometer verbunden ist. Das Rohr A und der Draht C bilden einen Cylinderkondensator; das Rohr A wird auf ein Potential von 500 Volt gebracht. Das zur Erde abgeleitete Metallrohr $DDDD$ dient als Schutzring. Wenn

das Rohr A genügend aktiviert ist, trennt man es von dem Radium und misst die Intensität des Stromes, welcher durch den Kondensator geht; dann vertreibt man schnell die aktive Luft, die den Kondensator erfüllt und lässt inaktive Luft dafür einströmen, worauf man sogleich eine neue Messung der Stromintensität ausführt. Man konstatiert, dass der Strom sechsmal schwächer geworden ist. Nun wirkt während der zweiten Messung nur allein die Strahlung der aktivierten Wände ionisierend auf die Luft im Kondensator, während bei der ersten Messung die Emanation gleichfalls wirksam ist; man kann also annehmen, dass sie gleichfalls eine Strahlung aussendet. Diese Strahlung ist notwendigerweise sehr wenig durchdringungsfähig, da sich ja ihre Wirkung nach aussen nicht bemerkbar macht.

Wenn eine feste Platte, welche durch Emanation aktiviert worden ist, sich in freier Luft entaktiviert, so hängt das Gesetz der Entaktivierung von der Zeit ab, während welcher die Platte mit der Emanation in Berührung gewesen ist. Hat die Einwirkung der Emanation lange gedauert (beispielsweise mehr als 24 Stunden), so wird das Gesetz der Entaktivierung durch die Differenz zweier Exponentialfunktionen wiedergegeben. Die Strahlungsintensität J kann in diesem Falle als Funktion der Zeit t ausgedrückt werden durch die Gleichung:

$$J = J_0 \, [Ke^{-bt} - (K-1)\, e^{ct}].$$

Hier ist J_0 die Strahlungsintensität zu Beginn der Zeit, das heisst in dem Augenblick, in welchem die Platte der Einwirkung der Emanation entzogen wird; K, b und c sind drei konstante Koeffizienten:

$$K = 4{,}2 \qquad b = 0{,}000413 \qquad C = 0{,}000538,$$

als Zeiteinheit die Sekunde angenommen.

Diese Ergebnisse sind in Figur 5 durch die Kurve (1) wiedergegeben; hier sind die Logarithmen von J als Ordinaten und die Zeiten als Abszissen aufgetragen. Anderthalb Stunden nach Beginn der Entaktivierung ist die zweite Exponentialfunktion gegen die erste im Ausdruck für J so klein geworden, dass sie vernachlässigt werden kann, und die darstellende Kurve ist eine Gerade geworden. Von diesem Augenblick an nimmt die Aktivität während jeder Periode von 28 Minuten um die Hälfte ab.

Ist die Einwirkungsdauer der Emanation weniger lang gewesen, so ist das Gesetz der Strahlungsänderung während der Entaktivierung viel komplizierter. In Figur 5 sind die Ergebnisse von Versuchen für verschiedene Aktivierungszeiten dargestellt, wobei die Zeiten über den entsprechenden Kurven verzeichnet sind. Man sieht beispielsweise, dass für eine Aktivierungsdauer von 5 Minuten die Strahlungsintensität während der Entaktivierung anfänglich sehr schnell abfällt bis auf einen Minimal-

Fig. 5.

wert; darauf nimmt die Strahlung wieder zu, geht durch ein Maximum und beginnt von neuem abzunehmen; das Gesetz der Entaktivierung strebt endlich einer Exponentialfunktion zu, welche die gleiche ist wie für den Grenzfall nach lang andauernder Aktivierung. Man kann schliesslich diese komplizierten Erscheinungen durch die Annahme erklären, dass die radioaktive Energie auf der aktivierten Platte drei aufeinander folgende verschiedene Zustände annimmt; die Entwickelungen über diesen Gegenstand sind indessen zu lang, um in der vorliegenden Arbeit Raum zu finden.

Die Radiumemanation ruft in einer grossen Anzahl von Körpern lebhafte Phosphoreszenz hervor. Glasgefässe, welche emanationhaltige Luft enthalten, sind leuchtend; am empfindlichsten ist Thüringer Glas. Phosphoreszierende Zinkblende ist besonders empfindlich für die Wirkung der Radiumemanation und giebt alsdann ein intensives Licht.

In einem aktivierenden Raume werden feste Körper um so stärker aktiviert, je grösser der freie Gasraum vor ihnen ist. Werden in einem aktivierenden Raume untereinander parallele Platten in geringer Entfernung voneinander aufgestellt, so wird jede Oberfläche einer dieser Platten aktiviert proportional der Entfernung, welche sie von der gegenüberliegenden Oberfläche trennt. Wenn Glasröhren von verschiedenem Durchmesser mit Emanation gefüllt sind und untereinander in Verbindung stehen, so sind die Röhren mit dem grössten inneren Durchmesser gleichzeitig diejenigen, deren Wan-

dungen am stärksten radioaktiv sind; diese Röhren sind auch die am hellsten leuchtenden. Zur Erklärung dieser Thatsachen kann man annehmen, dass die emanationhaltige Luft auf die Wände durch eine Strahlung wirkt, welche in jedem Punkte der Gasmasse entsteht, und dass die auf einer Wand induzierte Radioaktivität proportional ist dem von dieser Wand aufgenommenen Strahlungsfluss.

Induzierte Aktivität mit langsamer Entwickelung. — Ein fester Körper nimmt eine sehr schwache dauernde induzierte Radioaktivität an, wenn er zum mindesten einen Monat lang mit Radiumemanation in Berührung gewesen ist. Ein Körper, welcher nach einem langen Aufenthalt in Berührung mit der Emanation aus einem aktivierenden Raume entfernt wird, verliert seine Aktivität zuerst schnell nach den Gesetzen, welche wir aufgestellt haben. Aber die strahlende Aktivität verschwindet nicht vollständig; es bleibt eine Strahlung zurück, welche mehrere tausendmal schwächer ist als die Anfangsstrahlung; diese Strahlung entwickelt sich mit äusserster Langsamkeit, sie fährt mehrere Jahre lang fort, sich zu bilden. (Die Strahlung geht durch ein Minimum, sie nimmt dann während mehrerer Monate langsam zu, bleibt dabei aber immer äusserst schwach.)

Okklusion der Radiumemanation durch feste Körper. — Alle durch Berührung mit Radiumemanation aktiv gewordenen festen Körper haben die Eigenschaft erworben, selbst in sehr geringer Menge diese Emanation auszusenden. Sie behalten diese Eigenschaft nur 20 Minuten lang von dem Zeitpunkt ab, wo man sie aus der aktivierenden Umgebung entfernt hat. Indessen haben gewisse feste Körper: Celluloid, Kautschuk, Paraffin, die Eigenschaft, Emanation zu okkludieren und alsdann mehrere Stunden und selbst mehrere Tage lang reichlich Emanation auszusenden.

Induzierte Radioaktivität von Flüssigkeiten. — Eine in eine durch Radium aktivierte Umgebung gebrachte Flüssigkeit wird radioaktiv. Man kann auf diese Weise Wasser, Salzlösungen, Petroleum usw. aktiv machen. Diese Flüssigkeiten lösen eine gewisse Menge Emanation. Wird eine aktivierte Flüssigkeit vom Radium entfernt und in eine luftdicht verschlossene Flasche eingeschlossen, so verliert sie langsam ihre Aktivität nach dem Gesetz der Zerstörung der Emanation (Verminderung auf die Hälfte in vier Tagen). Wenn die Flüssigkeit in ein Gefäss mit freiem Luftzutritt gebracht wird, so verliert sie ihre Aktivität sehr schnell und die Emanation verbreitet sich in die umgebende Luft.

Änderung der Aktivität von Radiumsalzlösungen und festen Radiumsalzen. — Eine Radiumsalzlösung, welche in einem offenen Gefäss der Zimmerluft ausgesetzt wird, wird fast inaktiv. Diese Lösung sendet Emanation aus, welche sich im Zimmer ausbreitet und an den Wänden induzierte Radioaktivität erzeugt. Die Radioaktivität des Radiums wird auf diese Weise exteriorisiert. Schliesst man die Lösung in eine zugeschmolzene Röhre ein, so nimmt ihre Aktivität allmählich zu und strebt einem Grenzwert zu, welcher erst fast nach Verlauf eines Monats erreicht wird. Man kann annehmen, dass die vom Radium erzeugte Emanation sich in der verschlossenen Röhre anhäuft, bis die Geschwindigkeit der spontanen Vernichtung dem vom Radium gelieferten Zuwachs gleichkommt.

Wir haben gesehen, dass ein frisch bereitetes festes Radiumsalz eine Aktivität besitzt, welche mit der Zeit wächst und 5mal grösser wird als die Anfangsaktivität. Man kann annehmen, dass die vom Radium ausgesandte Emanation nur schwer aus dem festen Körper austreten kann, dass sie sich daselbst ansammelt und sich an Ort und Stelle in induzierte Radioaktivität umwandelt. Ein Gleichgewichtszustand stellt sich ein, wenn der spontane Verlust hinreichend gross wird, um die Neubildung zu kompensieren.

Erhitzt man ein Radiumsalz zur Rotglut, so entweicht die ganze Emanation, welche sich auf demselben angesammelt hat; wird das Salz auf die Temperatur der Umgebung zurückgebracht, so sendet es alsdann viel weniger Becquerelstrahlen aus; die Strahlung nimmt indessen nach und nach ihren ursprünglichen Wert wieder an, welcher nach Verlauf von 1 bis 2 Monaten erreicht wird. Das Salz, welches auf Rotglut erhitzt gewesen ist, besitzt kaum mehr die Eigenschaft, Emanation nach aussen auszusenden; diese Eigenschaft kann ihm aber wieder erteilt werden, wenn man es von neuem auflöst und bei etwas erhöhter Temperatur trocknet.

Diffusion der Radiumemanation. — Herr Danne und ich haben das Gesetz für die Diffusion der Radiumemanation untersucht. Ein grosses Glasreservoir ist mit aktivierter Luft gefüllt und steht durch ein Kapillarrohr mit der Atmosphäre in Verbindung. Man misst die von den Wänden des Reservoirs ausgehende Becquerelstrahlung als Funktion der Zeit und leitet daraus das Gesetz für die Ausströmung der Emanation durch die Kapillare ab. Man findet, dass die Ausströmungsgeschwindigkeit der Emanation proportional ist der Menge der im Reservoir befindlichen Emanation; sie ändert sich proportional mit dem Querschnitt der Kapillaren und im umgekehrten Verhältnis ihrer Länge. Diese Gesetze sind dieselben, welche man unter den gleichen Bedingungen für ein mit Luft vermischtes Gas erhält. Der Diffusions-

koeffizient der Emanation in Luft ist gleich 0,100 bei der Temperatur 10°. Dieser Koeffizient ist also von derselben Grössenordnung wie derjenige der Diffusion von Kohlensäure in Luft, welcher bei derselben Temperatur gleich 0,15 ist.

Von Thor induzierte Radioaktivität und Thoremanation. — Thor sendet eine Emanation aus und bringt Erscheinungen induzierter Radioaktivität hervor; diese Eigenschaften haben den Gegenstand zahlreicher Untersuchungen des Herrn Rutherford gebildet. Die Wirkung des Thors ist übrigens wesentlich weniger intensiv als die des Radiums.

Die Thoremanation verschwindet von selbst nach einem einfachen Exponentialgesetz, aber das Verschwinden erfolgt weit schneller als bei der Radiumemanation; die Emanationsmenge des Thors vermindert sich auf die Hälfte in ungefähr 1 Minute und 10 Sekunden, während im Falle des Radiums die Emanationsmenge in 4 Tagen auf die Hälfte abnimmt. Dieser beträchtliche Unterschied giebt den Erscheinungen ein wesentlich verschiedenes Ansehen.

In einem geschlossenen Raume von nicht zu grossen Dimensionen verbreitet sich die Radiumemanation fast gleichmässig über alle Teile des Raumes. Unter den gleichen Umständen findet sich aber die Thoremanation in der Nachbarschaft des Thors angesammelt, weil sie von selbst verschwindet, bevor sie Zeit hatte, in die Luft hinein auf merkbare Entfernung hin zu diffundieren.

Man kann die strahlende Aktivität einer Substanz messen, wenn man diese Substanz auf die untere Platte eines aus zwei parallelen horizontalen Platten gebildeten Kondensators bringt und die Leitfähigkeit misst, welche die Substanz der zwischen den Platten befindlichen Luft mitteilt. Führt man diese Messung mit Thoroxyd aus, so konstatiert man, dass die Leitfähigkeit der Luft stark vermindert wird, wenn man einen Luftstrom zwischen die Platten schickt. Das Thoroxyd sendet nämlich Emanation aus, welche sich über der Substanz ansammelt und durch ihre Strahlung zur Ionisierung der Luft zwischen den Platten beiträgt. Ein Luftstrom führt die Emanation mit fort in dem Masse, wie sie in Freiheit gesetzt wird, und es bleibt alsdann als Ursache für die Ionisierung nur die direkt vom Thor kommende Bequerelstrahlung übrig.

Wiederholt man denselben Versuch mit einem Radiumsalz, so bemerkt man, dass der Luftstrom nur eine sehr schwache Wirkung hervorbringt. Bei Uran und Polonium, welche keine Emanation aussenden, ist die Wirkung des Luftstromes Null. Im Falle des Aktiniums dagegen hat die Einwirkung des Luftstromes den Erfolg, $^4/_5$ der Leitfähigkeit der Luft zu beseitigen. Man kann schliessen, dass bei Thor und besonders bei Aktinium die Strahlung der Emanation sehr wesentlich ist gegenüber der Strahlung der radioaktiven Substanz selbst.

Will man einen festen Körper bis zur Sättigung mit Thoremanation aktivieren, so ist es notwendig, die Emanation genügend lange Zeit einwirken zu lassen, und zu diesem Zweck muss man sie an der Oberfläche des zu aktivierenden Körpers beständig erneuern. Man erreicht dieses Ergebnis, wenn man einen Luftstrom fortgesetzt durch eine Thorsalzlösung streichen lässt und diesen mit Emanation geladenen Luftstrom gegen den zu aktivierenden Körper sendet. Der durch Thoremanation aktivierte Körper entaktiviert sich von selbst nach einem Exponentialgesetz; die Strahlung sinkt auf die Hälfte während einer Periode von je 11 Stunden. Im Gegensatz zu den Verhältnissen bei den Emanationen verschwindet also die von Thor auf festen Körpern induzierte Radioaktivität viel langsamer als die von Radium induzierte.

Von Aktinium induzierte Radioaktivität und Aktiniumemanation. — Aktinium sendet eine Emanation aus, welche eine sehr intensive Strahlung liefert. Diese Emanation verschwindet spontan mit einer ausserordentlichen Schnelligkeit; sie nimmt auf die Hälfte ab in einem Zeitraum von der Grössenordnung einer Sekunde. In Luft von Atmosphärendruck kann die vom Aktinium ausgesandte Emanation sich nicht weiter ausbreiten als auf 7 oder 8 mm Entfernung von der aktiven Substanz; sie aktiviert also nur die in unmittelbarer Nähe der Quelle belegenen festen Körper. Im luftleeren Raum dagegen ist die Ausbreitung sehr rapid, und ein Körper, der sich in 10 cm Entfernung vom Aktinium befindet, kann noch aktiviert werden. Die von Aktinium auf festen Körpern induzierte Radioaktivität verschwindet nach einem Exponentialgesetz; sie verringert sich auf die Hälfte in ungefähr 36 Minuten.

Konzentration der induzierten Radioaktivität auf negativ geladenen Körpern. — Herr Rutherford hat gezeigt, dass ein der Einwirkung von Thoremanation ausgesetzter Körper stärker aktiviert wird, wenn er auf ein negatives elektrisches Potential gebracht ist, als wenn er sich auf demselben Potential befindet wie die benachbarten Körper; im Gegensatz hierzu wird er weniger aktiviert, wenn er auf ein positives elektrisches Potential gebracht ist. Die gleiche Erscheinung zeigt sich bei der Aktivierung durch Radium und Aktinium. Die Natur dieses sonderbaren Phänomens scheint mir noch nicht recht festgestellt.

(Schluß folgt.)

Über den Einfluss von Temperaturänderungen auf radioaktive Substanzen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Stefan Meyer und Egon R. v. Schweidler.

Anlässlich einer Untersuchung von Urannitrat in wässeriger Lösung zeigten sich einige Unregelmässigkeiten, die zunächst einer Klarstellung bedurften. Vor allem waren es Einflüsse von Temperaturänderungen, die wir eingehender verfolgen mussten.

Die Versuchsanordnung war im wesentlichen die folgende (vergl. Fig.). Auf den Hals eines Elster-Geitelschen Elektroskopes mit Bernsteinisolierung (*B*) im Inneren wurde eine Platte (*P*) vom Durchmesser 14 cm bezw. 20 cm aufgesetzt, während ein Tischchen *Q* ($d = 6{,}5$ bez. 6 cm) mittels eines Stiftes an den Blättchenträger angebracht war. Darüber war ein grösserer Topf *T* aus Kupfer oder verzinntem Eisenblech gestülpt. Ein Schälchen enthielt die radioaktive Substanz *S* und stand auf dem Tischchen. Die Ladung des Elektroskopes geschah mittels eines an *Q* gelöteten Drahtes (*Z*), der durch ein kleines Loch in der Platte *P* herausragte. Hierbei war die einzige Isolation der Bernstein im Elektroskop. In manchen Fällen musste eine abgeänderte Anordnung zur Verwendung kommen, wobei die Substanz am Boden eines Topfes lag, während die mit dem Elektroskop verbundene Entladungsplatte ebenfalls durch eine Bernsteinisolation durch ein Loch des Topfdeckels eingeführt war.

Wird der Topf durch einen Bunsenbrenner erhitzt, so verändert sich im allgemeinen die Entladungsgeschwindigkeit und zwar in dem Sinne, dass sie kleiner wird. Bei allmählicher Abkühlung wird der Normalwert der Entladungsgeschwindigkeit wieder erreicht, bisweilen sogar etwas überschritten, doch hält die Herabminderung im allgemeinen länger an, als die Temperaturerhöhung. Diese Erscheinung wurde beobachtet bei metallischem Uran, Urannitratkrystallen, Urannitrat in wässeriger Lösung, Pechblende, ferner auch bei Polonium (Radiotellur Marckwalds) sowie Radium. Sie zeigt starke Unregelmässigkeiten, so dass eine quantitative Fassung derzeit noch nicht gegeben werden kann. Wir führen im folgenden einige Detailresultate an.

Als Mass des Entladungsstromes wird die Zeitdauer verwendet, in der die Blättchen des Elektroskopes ein bestimmtes Intervall durchlaufen, also eine der Entladungsgeschwindigkeit reziproke Grösse. Verschiedene Versuchsreihen sind infolge verschiedener Kapazitäten und da an zwei Apparaten gleichzeitig gearbeitet wurde, nicht direkt miteinander vergleichbar.

A. Metallisches Uran, in Pulverform. Die normale Entladungszeit war $\tau = 123$ Sek. Nach Erhitzung auf $\Theta = 100^0$ (Lufttemperatur im Inneren des Topfes) $\tau = 245''$.

Nach abermaligem Erwärmen $\Theta = 145^0$; $\tau = 480''$.

Bei Abkühlung allmähliches Absinken bis $\tau = 124''$.

Dieses Beispiel zeigt den Effekt in besonderer Stärke. Im Gegensatz hierzu erwies sich Erwärmung des Topfes im Wasserbade auf Temperaturen bis 70^0 als einflusslos.

Spätere Versuche mit demselben Präparate ergaben qualitativ ähnliche Resultate, wie der erstangeführte, aber in geringerer Intensität.

Wird bloss die Substanz allein ausserhalb des Entladungsraumes erwärmt und dann heiss in den Apparat gestellt, so tritt ein analoger Effekt auf, bei dem die Vergrösserung von τ die rasch verschwindende Temperaturerhöhung beträchtlich überdauert.

B. Urannitratkrystalle. Dieselbe Erscheinung zeigte sich in mehreren Versuchen an Urannitratkrystallen, wir erhielten auch hier teilweise starke Effekte, z. B. Vergrösserung von $\tau = 127''$ auf $180''$; teilweise schwächere wie $\tau = 41''$ auf $\tau = 47''$.

C. Urannitrat in wässeriger Lösung. Starke Effekte bei Erhitzung des Topfes, z. B. $\tau = 192''$ auf $\tau = 298''$ oder
$\Theta = 25^0$, $\tau = 153''$ auf $\Theta = 89^0$, $\tau = 196''$ oder $\Theta = 17^0$, $\tau = 60$ auf $\Theta = 99^0$, $\tau = 81''$ und Absinken auf $\tau = 57''$ in anderthalb Stunden (wobei allerdings eine kleine Konzentrationsänderung der Lösung nicht ausgeschlossen erscheint).

Heisse Lösung in den Apparat eingebracht, ergab
$\tau = 196''$ für $\Theta = 55^0$,
$\tau = 163'$ für $\Theta = 20^0$, d. i. 2 Stunden später,
$\tau = 140''$ für Zimmertemperatur, 24 Stunden später.

D. Pechblende. Diese kam in Form von feinkörnigem Uranschlich und gestossenem pulverförmigen Uranscheiderz zur Untersuchung.

Qualitativ erhielten wir hier zunächst dieselben Ergebnisse wie bei Uran, sowohl bei Anheizung des Topfes als bei Erwärmung der Substanz ausserhalb des Apparates.

Wurde die Substanz durch ein Aluminiumblech überdeckt, so dass nur die durchdringlicheren Strahlen zur Wirkung gelangten, so zeigt sich erstens, dass die Vergrösserung der Entladungszeit durch Erhitzen erheblich gesteigert erscheint und zweitens, dass während der allmählichen Abkühlung die Entladungszeit beträchtlich unter ihren Normalwert sinkt, dann aber im Verlaufe von mehreren Stunden den Normalwert wieder annimmt.

E. Polonium. Ein Wismutstäbchen mit Poloniumüberzug (Radiotellur) zeigte den Effekt zwar noch merklich, aber schwach, z. B. $\tau = 16''$ bei Zimmertemperatur, auf $\tau = 19''$ bei $\Theta = 120^0$. Auch eine galvanometrische Messung des Sättigungsstromes ergab eine schwache Verringerung desselben von 28,8 Skalenteilen auf 25 bei 200^0.

F. Radium. Ein altes, im Jahre 1899 uns von dem Ehepaare Curie zur Verfügung gestelltes Präparat (Radium-Baryumcarbonat) gelangte in metallischer aus Aluminium und darüber ca. 1 mm dickem Bleiblech gebildeter Umhüllung zur Verwendung. Es zeigte bei Erwärmung des Topfes zunächst den bei allen anderen Substanzen beobachteten Effekt der Vergrösserung der Entladungszeit, doch trat hierauf immer eine ausserordentlich starke Verminderung derselben ein, die offenbar auf Freiwerden von Emanation beruht, da dann stets auch eine Aktivierung des Apparates konstatiert werden konnte. —

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass bei allen untersuchten Substanzen durch Erwärmung des Entladungsraumes oder der Substanz auf mässige Temperaturen (unter 200^0) eine vorübergehende Verminderung des Entladungsstromes auftritt, die aber länger als die Temperaturerhöhung anhält. Bezüglich der Deutung dieser Erscheinungen ist es zunächst fraglich, ob sie auf einer Änderung der Aktivität des Präparates oder auf einer Veränderung des leitenden Mediums beruht. Was den letzteren Fall anbelangt, so sind von vornherein zwei Möglichkeiten gegeben, von denen die eine, Erhöhung der Ionenbeweglichkeit mit der Temperatur, den entgegengesetzten Effekt haben müsste und ausserdem nur zur Geltung gelangen könnte, wenn die angewandte Spannung zu gering wäre, um den Sättigungsstrom zu erzielen. Kontrollversuche ergaben für unseren Entladungsbereich (zwischen ca. 200 und 150 V), dass der Sättigungsstrom erreicht war. Die zweite Möglichkeit ist die, dass nur ein Teil der Strahlung absorbiert und somit zur Ionisierung verwendet wird und dass daher Dichteänderungen (Abnahme der Dichte mit steigender Temperatur) mit der Absorptionsfähigkeit der Luft zugleich den Betrag des Sättigungsstromes herabdrücken. Gegen diese Auffassung spricht schon der Umstand, dass, wie schon oben erwähnt, die Wirkung noch anhält, wenn die Temperatur der Umgebung ganz oder nahezu wieder erreicht ist. Ferner haben auch direkte Versuche, bei denen der Druck durch Auspumpen variiert wurde, oder die Luft durch Leuchtgas ersetzt war, ergeben, dass eine entsprechende Änderung nicht auftrat.

Es erübrigt also die Annahme, dass vorübergehend die Aktivität geändert werde. Gegenüber den negativen Resultaten Becquerels[1]) bei Uran ist erstens zu bemerken, dass Becquerel nur bis zu der mässigen Temperatur von 83^0 erwärmt hat, zweitens, dass auch unsere Resultate nicht dafür sprechen, dass die Aktivität direkt eine Funktion der Temperatur sei, sondern dass Temperaturänderungen vorübergehende Änderungen der Aktivität bedingen. Es liegt nahe, anzunehmen, die Temperatursteigerung bewirke eine Abgabe von Emanation, so dass die Substanz geschwächt zurückbleibt, aber im Laufe der Zeit sich regeneriert — ein Vorgang, der ja von Curies[2]) und Rutherford[3]) an Radium- und Thorium-Präparaten beobachtet wurde. Gegen diese Auffassung spricht allerdings der Umstand, dass bisher für Uran[4]) und Polonium Emanationen nicht angenommen wurden und weiter die Thatsache, dass von der mit dem Freiwerden der Emanationen zu erwartenden anfänglichen Verstärkung des Entladungsstromes bei diesen Substanzen in unseren Versuchen bisher nichts sicher zu stellen war, mit Ausnahme eines vereinzelten und deswegen nicht verlässlichen Falles bei einem Versuche mit metallischem Uran. Immerhin wäre die Erklärung möglich, dass diese Emanationen so rasch verschwinden[5]), dass sie sich der Beobachtung in unserer Anordnung entzogen.

Mit Versuchen von Frau Curie[6]) in qualitativer Übereinstimmung ist die von uns einstweilen bei Radium und Pechblende konstatierte Thatsache, dass die Verminderung der Aktivität hauptsächlich die β-Strahlung betrifft, während das α-strahlende Polonium von allen Substanzen den Effekt am schwächsten zeigte.

1) H. Becquerel, Recherches sur une propriété nouvelle de la matière 1903, p. 67.
2) S. Curie, Recherches sur les substances radioactives, Paris 1903, p. 129.
3) Vgl. E. Rutherford, diese Zeitschrift **2**, 429, 1901.
4) Abgesehen von einer Vermutung R. J. Strutts Nature **69**, 473, 1904.
5) Vgl. hierzu: S. Curie, l. c. S. 115 und die Angaben über Thorium und Aktinium, J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases 1903, p. 553.
6) S. Curie, l. c. S. 129.

Wien, 8. April 1904.

(Eingegangen 9. April 1904.)

Über Radioaktivität von Erdarten und Quellsedimenten.

Von J. Elster und H. Geitel.

Im folgenden möchten wir im Anschluss an frühere Untersuchungen[1]) über Messungen der Radioaktivität verschiedener Erdarten, Gesteine und Quellsedimente berichten, deren Ergebnisse uns in mancher Beziehung bemerkenswert erscheinen.

Der Apparat, dessen wir uns bedienten, ist zwar im wesentlichen der alte geblieben, doch lohnt es sich vielleicht in Rücksicht darauf, dass einige Abänderungen, die sich als praktisch erwiesen hatten, angebracht sind, und dass diese Untersuchungen etwa von anderer Seite aufgenommen und weitergeführt werden möchten, eine neue zusammenfassende Beschreibung zu geben.

Auf einem von drei Stellschrauben getragenen eben geschliffenen Eisenteller T T von 21 cm Durchmesser ruht auf einem centralen Zapfen das mit Spiegelskala und innerer Bernsteinisolation ausgestattete geeichte Exnersche Elektroskop E mit aufgesetztem Zerstreuungskörper K (Fig. 1). Eine Glocke aus Messingblech von 18 cm innerem Durchmesser und 34,5 cm Höhe kann so auf den Teller gesetzt werden, dass sie das Elektroskop überdeckt. Von zwei diametral gegenüberstehenden kreisförmigen Öffnungen O und O', die durch Spiegelglasplatten verschlossen sind, lässt die eine Licht von hinten auf das Elektroskop fallen, die andere an der Vorderseite dient zum Ablesen der Skala, nötigenfalls unter Zuhilfenahme einer Lupe, sie seien kurz als Beleuchtungs- und Ablesungsfenster unterschieden. Der Deckel der Glocke trägt am Rande einen Tubus F, durch den um eine senkrechte Achse drehbar, luftdicht schliessend und durch Hartgummi isoliert, ein gebogener Messingdraht D eingeführt ist, der die Zuführung der Ladung an das Elektroskop vermittelt. Sein oberes Ende trägt eine Metallkugel K', das untere, in einen federnden Blechstreifen B auslaufend, kann durch Drehung des Drahtes entweder mit dem Zerstreuungskörper oder der Wand der Glocke in leitende Berührung gebracht werden.

Um dem Elektroskop eine Ladung zu erteilen, dreht man den Draht D bis zum Kontakt der Feder B mit dem Zerstreuungskörper K, und berührt die Kugel K^1 mit dem einen freien Pole einer Zambonischen Säule, deren andern man in der Hand hält. Ist eine genügende Divergenz der Blätter erreicht, so entfernt man die Säule und dreht den Draht zurück, bis die Feder an die Wand der Glocke anschlägt, dadurch ist die in ihm verbliebene Restladung unschädlich gemacht. Die Divergenz des Elektroskops kann nun abgelesen werden, ist die natürliche Beleuchtung nicht ausreichend, so wird hinter dem Beleuchtungsfenster O' eine Lampe aufgestellt.

Fig. 1.

Zwei Röhren R und R' am oberen und unteren Ende der Glocke dienen zum Ein- und Ableiten von Gasen, die man auf einen Gehalt an radioaktiver Emanation untersuchen will. Bei solchen Versuchen wird der feste Anschluss der Glocke an den Teller durch drei aufgesetzte Schrauben und Dazwischenbringen von Vaseline gesichert.

Die Prüfung beliebiger Stoffe auf Radioaktivität geschieht einfach dadurch, dass man sie unter die Glocke bringt und die durch sie bewirkte Zunahme der Ionisierung der Luft an dem Rückgange der Spannung des Elektroskops beobachtet.

Zur Aufnahme der Substanzen dient eine Zinkschale S S mit 2,5 cm hohem Rande, deren

1) Diese Zeitschrift **4**, 522, 1903 und **5**, 11, 1904.

Durchmesser so gewählt ist, dass sie gerade unter die Glocke passt, in der Mitte ist sie durchlocht, um den das Elektroskop tragenden Zapfen hindurchzulassen.

Man bestimmt vor jeder Messung zunächst, um wieviel Volt die am Elektroskop abgelesene Spannung (durch die natürliche Ionisierung der Luft sowie, was kaum in Betracht kommt, durch Abfluss über die Bernsteinisolation) im Verlauf einer Stunde sinkt, wenn die Zinkschale leer ist. Bei den gewählten Dimensionen findet man normalerweise 6—10 Volt. Alsdann bringt man die zu untersuchende, abgewogene Substanzmenge hinein, am besten in trockenem Zustande und beobachtet den Spannungsverlust in der gleichen Zeit. War genügend Material vorhanden, so verwandten wir stets 125 g, bei Gesteinen und Erden liefert diese Menge durchschnittlich eine Schicht, die den Boden der Schale etwa 1—3 mm hoch bedeckt. Bei geringer Substanzmenge rechneten wir den Spannungsverlust auf 125 g um, indem wir ihn der angewandten Masse proportional setzten.

Wenn bei erheblicher Aktivität der Erdprobe die Blättchen des Elektroskops in einer Stunde ganz zusammenfallen, oder wenn die geringe verbleibende Divergenz in ein unsicheres Bereich der Eichungstabelle führen würde, schränkt man die Beobachtungsdauer angemessen ein und rechnet die gefundene Spannungsabnahme auf eine Stunde um. Die so gewonnenen Zahlen geben, nach Abzug der ohne Gegenwart der Substanz beobachteten Abnahme ein Mass für deren Radioaktivität. Allerdings ist nicht zu vergessen, dass dies Mass nur die Summe der ionisierenden Wirkungen darstellt, die von den drei verschiedenen Strahlengattungen und der etwa entwickelten Emanation herrühren und dass es daher von vornherein keine zwingenden Schlüsse etwa auf die Stärke der photographischen Eindrücke (durch opake Schichten) erlaubt, die man von dem untersuchten Körper erwarten darf, und die wesentlich durch die Intensität der β- und γ-Strahlen bestimmt sind.

Bemerkt man, dass die Leitfähigkeit der Luft im Apparat um so mehr ansteigt, je länger die Substanz darin belassen wird, so ist dies ein Zeichen, dass sie radioaktive Emanation ausgiebt. In diesem Falle, der für alle Erdproben und Quellsedimente zuzutreffen scheint, wird der Apparat leicht durch induzierte Aktivität für einige Zeit unbrauchbar gemacht; man nehme daher solche Proben, die diese Erscheinung stark zeigen nach Beendigung der ersten Messung heraus und lasse die Glocke gelüftet 24 Stunden stehen; Abreiben der gesamten inneren Oberfläche mit einem Tuche unterstützt das Verschwinden der induzierten Aktivität.

Dass man nicht eigentliche Radium- und Thoriumpräparate, etwa gar in unbedeckten Gefässen unter die Glocke bringen darf, ist wohl selbstverständlich. Die geringste verstreute Menge davon reicht aus, den Apparat dauernd zu verderben.

In den beiden folgenden Tabellen sind für verschiedene Erdarten und Gesteinsproben, sowie für Quellsedimente die mit dem Apparate gefundenen Aktivitätszahlen, bezogen auf 125 g Substanzmenge und eine Stunde Beobachtungsdauer, zusammengestellt.

Bei der Wahl der zu untersuchenden Proben gingen wir von der früheren Erfahrung aus, dass besonders die tonhaltigen Erden eine merkliche Aktivität zeigten, wir haben daher solche von der verschiedensten Herkunft zu beschaffen gesucht. Besonders schien es uns von Interesse, in Hinblick auf den Emanationsgehalt gewisser Kohlensäureexhalationen in altvulkanischen Gebieten und auf die merkwürdig hohe Aktivität des aus verwandtem Ursprunge entstammenden Fangoschlammes [1]), tonige Verwitterungsprodukte älterer und jüngerer Eruptivgesteine zu prüfen. Natürlich sprach auch der Zufall insofern mit, als wir uns bei dem Bezuge der Boden- und Gesteinsproben auf solche beschränken mussten, die uns von den betreffenden Fundorten aus durch das Entgegenkommen sachkundiger Freunde geliefert werden konnten. Wir sind einer grossen Zahl von Herren dadurch zu lebhaftem Danke verpflichtet. [2])

Beim Überblick über Tabelle I fällt zunächst die vergleichsweise hohe Radioaktivität der aus Basalten der Gegend von Marburg durch Verwitterung gebildeten Tone auf. Noch stärker tritt diese hervor in den Erdproben von Capri, von denen einige, besonders der Höhlenlehm, sogar den Fango von Battaglia übertreffen. Wir waren deshalb anfangs geneigt, die Radioaktivität als eine charakteristische Eigenschaft vulkanischer Produkte anzusprechen, gaben aber diesen Gedanken auf gegenüber der sehr geringen Wirksamkeit der — allerdings rezenten — vom Ätna stammenden eruptiven Massen, die beträchtlich hinter den Erdproben aus dem Harze und von unserm Wohnorte zurückbleiben. Man kann voraussagen, dass die aus der Erde von Capri oder aus Tonlagen basaltischen Ursprungs entnommenen Wasser und Luftproben sich durch relativ grossen Gehalt an radioaktiver Emanation auszeichnen werden. In bemerkenswerter Übereinstimmung mit der Wirksamkeit der Erde aus Capri steht das durchschnittlich hohe Leitvermögen der Luft über

1) Diese Zeitschrift 5, 15, 1904.

2) Insbesondere danken wir den Herren Dr. Bruncke in Marburg, Dr. Cuomo in Anacapri, Dr. Mitscherlich in Kiel und Professor Riccò in Catania für ihre freundlichen Bemühungen.

Tabelle I.

Aktivität verschiedener Erdarten und Gesteine, je 125 Gramm. Potentialabfall in einer Stunde, der normale Verlust ist abgerechnet.

Fango von Battaglia 27,6—30,3	Ackererde von Wolfenbüttel 6,8—10,4	Ton aus Granit (Harz) 11,9	Ton aus verwittertem Basalt, Marburg 19,2—21,7	Ton aus Buntsandstein, Marburg 6,1
Schwerspathaltiger Ton, Marburg 8,5	Ackererde von Capri 26,8	Detritus aus der Grotte von Capri 2,8	Pozzolan-Erde Capri 23,3	Verwitterte vulk. Ablagerungen, Capri 51,7
Höhlenlehm Capri 101,8	Schlamm aus Schlammvulkan, Ischia 11,4	Ton aus vulkanischem Gestein, Java 9,6—10,5	Detritus der Lava des Ätna von Nicolosi 2,7	Gartenerde von Nicolosi 0,0
Gartenerde vom Observatorium Catania 2,9	Schlamm aus dem Schlammvulkan Maccalubo am Ätna 2,0	Weinbergerde aus Nicolosi 0,0	Humus der Lava von 1889 (Ätna) 3,9	Lapilli und Asche von 1659 (Ätna) 1,1
Verwitterter Glimmerschiefer, Lugano 1,8—7,8	Nagelflue, verwittert, Lugano 5,2	Ton aus verwittertem Porphyr von Baden-Baden 7,2—11,4	Verwittertes Porphyr aus einer Schwerspatader, Baden-Baden 5,6	Erde aus dem Thermalgebiet von Baden-Baden 1,2—3,6

Tabelle II.

Aktivität verschiedener Quellsedimente, je 125 Gramm. Potentialabfall in einer Stunde, der normale Verlust ist abgerechnet.

Fango von Battaglia 27,6—30,3	Sediment aus Wiesenbad, feinstes Pulver abgesiebt 72,8	Sinter aus Leitungsröhren, Bad Nauheim, pulverisiert 23,4—34,3	Baden-Baden, Schlamm aus der Hauptstollenquelle 1500—2000	Baden-Baden, Schlamm aus dem „Ursprung" 3000
Baden-Baden, Schlamm aus den Kühlbassins 300—400	Baden-Baden, Sinter aus Leitungsröhren, rötlich gefärbt 37,2—46,4	Baden-Baden, Sinter aus Leitungsröhren, hellgelb 3,6	Baden-Baden, Sandartiges Sediment v. Calciumcarbonat, beim Stehen des Thermalwassers an der Luft ausfallend 1,6	Baden-Baden, Schlamm aus der Büttenquelle 13,3
Wirksamstes Uranpecherz von Joachimsthal zum Vergleich 13000 (annähernd)	Urankaliumsulfat 3600			

jener Insel, das von Elster[1]) gefunden und von Herrn Cuomo[2]) in längeren Beobachtungsreihen bestätigt ist. — Die Frage, ob die natürliche Aktivität der Erdproben bei längerem Aufbewahren konstant bleibt, wird erst nach einigen Jahren mit Aussicht auf Erfolg in Angriff genommen werden können. Es scheint, dass die ältesten Proben allerdings einen kleinen Rückgang erkennen lassen, doch wäre es voreilig, diesen auf eine Erschöpfung des radioaktiven Bestandteiles zurückzuführen. Wahrscheinlicher ist es, dass nach dem Herausnehmen der Substanz aus dem mit Emanation gesättigten Erdboden ein allmählicher Verlust der in ihr aufgespeicherten Emanation an die inaktive Umgebung stattfindet, ohne dass ein genügender Ersatz aus der Substanz selbst erfolgt. Durch Hineinbringen in Bodenluft müsste sich daher solche scheinbar erschöpfte Erde regenerieren lassen. Vorderhand sind die Differenzen noch zu klein, um den Versuch entscheidend erscheinen zu lassen.

Wie die Untersuchung der vulkanischen Produkte, so ist auch die der Sedimente der Thermalquellen (Tabelle II) durch die am Fangoschlamme gefundene Aktivität veranlasst worden. Die erste Probe dieser Art, die uns durch die

1) J. Elster, diese Zeitschrift **2**, 113, 1900.

2) V. Cuomo, Nachrichten der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaft zu Göttingen, Mathem.-phys. Klasse, Heft 6, p. 324, 1902.

Verwaltung des Warmbads Wiesenbad im Erzgebirge zugesandt wurde, hatte etwa die doppelte Aktivität des Fango, eine zweite aus Baden-Baden, die wir der Freundlichkeit des Herrn Sanitätsrats Schliep daselbst verdanken; übertraf ihn um mehr als das 10fache. Es war uns daher von besonderem Werte, dass einer von uns, Geitel, auf Einladung des letztgenannten Herrn die Untersuchung des Badener Thermalschlammes an Ort und Stelle vornehmen konnte.[1]) Hierbei ergab sich, dass die Aktivität der von dem Wasser der Badener Thermen abgesetzten festen Stoffe um so geringer ist, je weiter vom Ursprunge der Quellen sie sich bilden. An diesem selbst fällt ein Schlamm von ganz hervorragender Aktivität heraus, die mit der der Uransalze durchaus vergleichbar ist.[2]) Durch 125 g der wirksamsten Substanz wurde das Elektroskop des beschriebenen Apparats in wenigen Minuten entladen. Brachte man den Schlamm in einen geräumigen geschlossenen Behälter und hängte an einem isolierten Metalldraht einen mit Sidotscher Blende bestrichenen Kartoncylinder darin auf, der durch

1) Ausser Herrn Sanitätsrat Schliep sind wir den Herren Hofrat Obkircher, Dr. Rössler und Maschinenmeister Leitz in Baden-Baden zu Dank verpflichtet.

2) Bemerkenswert ist, dass in früheren Zeiten der Badener Schlamm zu den gleichen therapeutischen Zwecken verwandt ist, wie der Fango von Battaglia. (Vgl. O. Rössler, Balneologische Centralzeitung, August 1903.)

Anschluss an eine Hochspannungstrockensäule auf —2000 Volt geladen wurde, so zeigte dieser nach 2—3stündigem Verweilen in der mit Emanation gesättigten Luft die szintillierende Phosphoreszenz in deutlichster Weise. Aber schon der in den Kühlbassins ausfallende Schlamm steht an Aktivität hinter diesem ersten Produkte zurück, der in den Leitungsröhren sich absetzende Sinter und der in sandartiger Beschaffenheit sich bei Zutritt von Luft niederschlagende kohlensaure Kalk sind fast frei von radioaktiver Masse. Schlamm aus einer fast normal temperierten Quelle (der sogenannten Büttenquelle), die in der Nachbarschaft der Thermen entspringt, war schwach aktiv, ebensowenig (vgl. Tabelle II) zeigte sich irgendeine abnorme Aktivität an der Erde über dem Ursprunge der heissen Quellen wie an den Gesteinen der Umgebung und deren Verwitterungsprodukten. Lässt man eine grössere Menge Badener Schlammes 24 Stunden unter der Glocke des Apparats, so füllt sich diese so mit Emanation an, dass das Elektroskop fast momentan entladen wird.

Diese unausgesetzte reiche Entwicklung von Emanation aus dem Schlamme führt notwendig dazu, dass auch das Thermalwasser selbst mit solcher durchsetzt ist, wie es Herr Himstedt schon früher an den Badener Quellen nachgewiesen hat.[1]) Auch Herr Kahlbaum hatte einer freundlichen Mitteilung zufolge schon vor Beginn der Untersuchungen Geitels nach einer neuen, noch nicht veröffentlichten Methode positive Anzeichen von Radioaktivität in dem Thermalwasser und den von den Thermen im Quellschacht entwickelten Dämpfen gefunden.

Leider ist die Menge des zur Zeit vorhandenen aktivsten Schlammes so gering, dass an eine erfolgreiche chemische Behandlung nicht gedacht werden kann, bevor nicht eine grössere Quantität angesammelt ist. Eine Analyse von Bunsen zeigt keinen verdächtigen Bestandteil, die Hauptmasse ist Calciumcarbonat, auch beträchtliche Mengen organischer Substanz, von einer in dem heissen Wasser lebenden Alge herrührend, sind darin enthalten. Uran oder Thor werden von Bunsen nicht aufgeführt, doch wäre zu prüfen, ob sie nicht in Spuren vertreten sind.

Merkwürdigerweise hat die Kurve des Abfalls der induzierten Aktivität für den Badener Schlamm eine andere Gestalt als die für Radium oder Thorium gültige. Die Abnahme der Radioaktivität ist wesentlich langsamer als für Radium, und schneller als für Thorium, auch das für Thorium charakteristische Ansteigen nach kurzer Expositionszeit konnte

1) F. Himstedt, Ber. der Naturf.-Ges. in Freiburg i. B. **14**, 181 und diese Zeitschrift **5**, 210, 1904.

nicht erhalten werden. Ob ein Gemisch der bekannten aktiven Stoffe vorliegt, oder ob ein noch unbekanntes Element dieser Art darin vermutet werden muss, kann erst auf Grund von Untersuchungen an reicherem Materiale festgestellt werden. Die letztere Annahme möchten wir durchaus nicht für unwahrscheinlich halten.

Die Proben aus Bad Nauheim sind uns freundlicherweise von Herrn Professor Dr. Schott daselbst zugesandt. Während des Druckes dieser Mitteilung erhielten wir eine zweite Sendung von Proben aus Nauheim, unter der sich ein Sediment (aus dem Kurbrunnen) befand, dessen Aktivität (1400) der des Schlammes aus dem Badener Hauptstollen nahe kommt.

Die Methode, bei der Untersuchung von Quellwässern auf Radioaktivität in erster Linie die Sedimente zu prüfen, ist gegenüber dem Nachweis von Emanation in dem Wasser insofern von Vorteil, als die Sedimente ihre Wirksamkeit für absehbare Zeit beibehalten, also nicht unmittelbar nach ihrer Entnahme untersucht zu werden brauchen und beliebig versandt werden können. Findet man, dass sie Emanation entwickeln, so muss diese auch in dem Wasser enthalten sein, dem sie entnommen sind. Es scheint, dass radioaktive Stoffe in den Thermalquellen sehr verbreitet sind.[1])

Zum Schluss möchten wir unsere frühere Mitteilung über die aus dem Fangoschlamme auf chemischem Wege gewonnenen radioaktiven Produkte durch die inzwischen neu gemachten Erfahrungen vervollständigen. Wir hatten gezeigt, dass die salzsaure Lösung des Rohmaterials nach Abfiltrieren des Rückstandes beim Fällen mit Chlorbaryum einen aktiven Niederschlag von Baryumsulfat giebt und dass durch Elektrolyse aus ihr auf der Kathode aktive Schichten gewonnen werden können.

In der Zwischenzeit hat sich nun feststellen lassen, dass die Barytniederschläge mit der Zeit an Aktivität verlieren, in 100 Tagen ergab sich ein Zurückgehen auf etwa $^2/_3$ der anfänglichen Wirksamkeit. Dabei geben diese Präparate reichlich Emanation aus, die von ihnen ausgehenden Strahlen sind der Hauptsache nach — vielleicht ausschliesslich — α-Strahlen, eine photographische Wirkung durch Aluminium hat sich nämlich nicht erzielen lassen.

Dagegen haben die durch Elektrolyse auf Platinblechen niedergeschlagenen Schichten im Laufe der Zeit so wenig an Aktivität verloren, dass es überhaupt zweifelhaft ist, ob ein Verlust stattgefunden hat. Sie geben keine Emanation aus und wirken photographisch

1) Vgl. ausser den Untersuchungen Himstedts auch die von Strutt an den Quellen von Bath und die letzte Veröffentlichung von P. Curie und A. Laborde C. R. 138, 1150, 1904.

durch Schichten von Aluminiumfolie und schwarzem Papier hindurch. Allerdings ist die Expositionszeit, entsprechend der geringen Aktivität, ziemlich lang zu wählen. Bei einem Versuche, der ein kräftiges Bild einer Schablone aus dickem Stanniol gab, betrug sie 3 Wochen. Da die Platte aber durch 2 Lagen schwarzen Papiers und durch Aluminiumfolie geschützt war, ist an einen andern Ursprung des Bildes, als durch Becquerelstrahlen nicht zu denken, zumal das zu dem Versuche verwandte Kathodenblech sich in dem beschriebenen Apparat als kräftig strahlend erwies, es bewirkte in der Stunde einen Potentialabfall von circa 1300 Volt.

Wolfenbüttel, im Mai 1904.

(Eingegangen 16. Mai 1904.)

Über die Ursache des normalen atmosphärischen Potentialgefälles und der negativen Erdladung.

Bemerkungen zu Prof. Eberts Theorie.

Von George C. Simpson.

1. Von allen in letzter Zeit aufgestellten Theorien zur Erklärung des permanenten elektrischen Feldes in den unteren Bereichen der Erdatmosphäre ist die wichtigste sicherlich die von Prof. Ebert, nach der die Erscheinungen auf die Rechnung von Ionenabsorption aus der freien stark ionisierten Luft des Erdbodens während ihres Durchganges durch den Boden nach der Atmosphäre [1]) gesetzt werden. Auf den ersten Blick sieht diese Theorie recht vielversprechend aus; es bestehen jedoch noch manche Schwierigkeiten, mit denen die Theorie in ihrer gegenwärtigen Form anscheinend nicht fertig werden kann. Es soll nun hier ein Versuch gemacht werden, die wichtigsten von diesen Schwierigkeiten zu erörtern.

2. Der Theorie zuliebe wollen wir annehmen, dass der Erdboden auf der ganzen Erde mit radioaktiver Emanation durchsetzt sei, so dass die in seinen Poren enthaltene Luft stark ionisiert ist. Wenn der barometrische Druck verringert wird, so strömt diese Luft aus, und Prof. Ebert nimmt an, dass sie hierbei mit mehr positiven als negativen Ionen heraustritt, eine Annahme, die er auf die bekannten Versuche von Zeleny u. a. gründet. Diese Versuche haben sicherlich bewiesen, dass beim Durchgange von ionisierter Luft durch Kapillarröhren die Luft unter gewissen Bedingungen positiv geladen austritt; diese Bedingungen sind jedoch begrenzt und nicht leicht zu verwirklichen. Die beiden Hauptbedingungen sind: 1. Die Luft muss von einer Stelle verhältnismässig hoher

1) Diese Zeitschr. 5, 135, 1904.

nach einer Stelle verhältnismässig schwacher Ionisierung durch enge Kanäle hindurchtreten, und 2. die Zeit, welche der Durchgang beansprucht, darf nicht zur Entfernung aller Ionen ausreichen. (Zeleny, diese Zeitschr. 4, 667, 1903; Simpson, Phil. Mag. (6), 6, 589, 1903.) Im Erdboden ist keine von diesen Bedingungen erfüllt, da in erster Reihe Prof. Ebert selbst gezeigt hat [1]), dass Bodenluft nur in grossen unterirdischen Höhlen ionisiert ist, und da weiterhin selbst dann, wenn die Luft ionisiert wäre, die Durchgangsgeschwindigkeit der Luft durch die Kapillarkanäle des Bodens infolge fallenden Barometers so gering ist, dass alle positiven und negativen Ionen absorbiert und die Luft in elektrisch neutralem Zustande heraustreten würde. Wir sehen also, dass die Ergebnisse der Zelenyschen Versuche sich auf Bodenluft nicht anwenden lassen.

3. Die beiden interessanten Versuche, mit denen Prof. Ebert seine Theorie experimentell zu beweisen sucht, entsprechen eigentlich nicht dem natürlichen Vorgang. Bei dem ersten Versuche, bei dem Bodenluft durch die Kapillarkanäle hindurch geschickt wurde, welche durch ein Nadelbündel im Inneren einer Röhre gebildet waren, würde keine Ladung erfolgt sein, wenn man die Luft nicht zuerst eine Reihe von Stunden lang in einem grossen Gefäss hätte stehen lassen, bevor man sie durch die Versuchsröhre gehen liess. Da dieses Abstehen der Luft in einem grossen Raume im Erdboden kein Seitenstück besitzt (die Luft geht ja direkt von dem Boden in die Atmosphäre), so giebt der Versuch die natürlichen Bedingungen nicht wieder und ist daher von ernsthaften Einwürfen nicht frei.

Der zweite Versuch entspricht den natürlichen Bedingungen sogar noch weniger, da wir hier erstens einen Behälter mit stark ionisiertem Gase und zweitens eine poröse Schicht von nur 2,5 mm Dicke haben und da drittens eine schnelle Verminderung des Druckes um 100 mm mit entsprechender schneller Luftströmung durch die Kapillarkanäle stattfindet. Keine von diesen drei Bedingungen tritt in der Natur auf, und die Einwände gegen diesen Versuch sind dieselben wie gegen die allgemeine Theorie, da bei dem Versuch stark ionisierte Luft in die Kapillarkanäle tritt, und in geringerer Zeit als zur Entfernung ihrer gesamten Ionen erforderlich ist, wieder austritt, während in der Natur die Luft lange genug mit dem Boden in Berührung ist, um vollständig ihre Ionisierung zu verlieren. Der anscheinende Erfolg des Versuches ist ausschliesslich die Folge der Dimensionen des Apparates. Wenn der Versuch in einem porösen Cylinder mit 2 cm dicken Wän-

1) Ebert u. Ewers, diese Zeitschr. 4, 162, 1902.

den wiederholt und die Druckverminderung eine Stunde lang andauern würde, so ist es mehr als zweifelhaft, ob dann eine Ladung stattfinden würde, und selbst dann wären die Bedingungen von den natürlichen weit entfernt.

4. Da noch gewichtigere Einwände zu machen sind, so wollen wir des Beweises halber annehmen, dass die Luft, welche aus dem Boden ausströmt, einen Überschuss von positiven Ionen enthält, und die Frage aufwerfen, ob dieser Überschuss zur Aufrechterhaltung des normalen Potentialfalles an der Oberfläche ausreichen würde. An einem normalen Tage kann man annehmen, dass der Potentialgradient 100 Volt pro Meter beträgt und sich bis zu einer grösseren Höhe als 1000 m erstreckt. Dieser letzte Umstand bedeutet, dass ein Überschuss von positiver Elektrizität noch mehr als 1000 m über der Erdoberfläche vorhanden ist. Dieser Überschuss kann nach der Prof. Ebertschen neuen Theorie nur durch einen ansteigenden Luftstrom von der Erdoberfläche dahin getragen worden sein. Da nun ein positives atmosphärisches Ion in einem Felde von 1 Volt/cm sich in der Feldrichtung mit einer Geschwindigkeit bewegt, die zwischen 1 und 2 cm pro Sekunde variiert (H. Gerdien, Messungen der elektrischen Leitfähigkeit der freien Atmosphäre bei 4 Ballonfahrten. — Nachrichten der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, math.-physik. Klasse, Heft 6, 1903), so würde ein senkrechter Luftstrom von wenigstens 1 cm/sec zur Erhaltung des normalen Potentialgefälles auch dann noch erforderlich sein, wenn dieses einmal erregt worden wäre. Dies ist nun eine Vertikalgeschwindigkeit, die nur über einem so kleinen Bereiche der Erdoberfläche besteht, dass wir mit Sicherheit behaupten können, dass falls ein Überschuss von positiven Ionen direkt oberhalb der Erdoberfläche gegeben ist, das normale Feld sich nicht erregen und erhalten liesse.

5. Um noch weiter zu gehen, wollen wir zugeben, dass die Prof. Ebertsche Theorie das normale Feld über Land erklären kann; dann begegnen wir jedoch der Schwierigkeit, die das Feld über dem Ozean bietet. An der Wasserfläche kann keine Abtrennung von Ionen stattfinden, welche der an der Oberfläche losen Bodens entspräche, und da auf diese Weise über dem Ozean die Quelle freier Elektrizität fehlt, kann dort kein Potentialgefälle erzeugt werden. Man könnte nun die Erklärung vorbringen, dass die an der Landoberfläche frei gemachte negative Elektrizität sich über die ganze Erde zerstreue; diese Erklärung berücksichtigt jedoch nicht den Umstand, dass zur Erzeugung des elektrischen Erdfeldes zweierlei nötig ist, nämlich einmal eine negative Ladung an der Oberfläche und ferner eine entsprechende positive Ladung in der Luft; die eine ohne die andere ist zur Erzeugung eines Feldes nicht imstande. Mitten auf dem Ozean, wo keine positive Elektrizität freiwird, kann kein elektrisches Feld bestehen.

6. Es dürfte recht interessant sein, abzuwarten, ob obige Einwände gegen die wichtige neue Theorie wirklich oder nur scheinbar sind, da es wünschenswert wäre, eine befriedigende Theorie zur Erklärung der seit langer Zeit ausstehenden Frage der atmosphärischen Elektrizität aufgestellt und in allen Einzelheiten entwickelt zu sehen.

Karasjoh, 9. März 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 24. März 1904.)

Über eine automatisch wirkende Vorrichtung zur Erweiterung des Messgebietes der Registrier-Elektrometer. — Nebst einer Bemerkung über die automatische Aufzeichnung der luftelektrischen Zerstreuung.

Von A. Sprung.

Seit Anfang dieses Jahres ist am Potsdamer Observatorium ein Benndorfscher Registrierapparat [1]) für die Aufzeichnung der luftelektrischen Potentialdifferenz aufgestellt. Da wir also gerade Winter hatten, so ergab sich auch schon bei mässigen Störungen des ruhigen und trockenen Wetters sehr bald die Schwierigkeit des Hinauslaufens der Schreib-Feder aus dem zu Gebote stehenden Messgebiet. Im ersten Augenblick kam deshalb in Erwägung, noch einen zweiten, unempfindlicheren Apparat zu beschaffen. Alsbald erinnerte ich mich dann aber des Prinzips einer mechanischen Konstruktion, welche ich unlängst hatte ausführen lassen, um bei einem Anemometer für momentane Geschwindigkeit eine automatische Umschaltung auf genau halb so grosse Empfindlichkeit zu bewirken, sobald die Geschwindigkeit des Windes eine gewisse obere Grenze (ungefähr 20 m p. Sek.) erreicht.

Bei einem Quadranten-Elektrometer lagen nun zweierlei Möglichkeiten vor, um zu einer ähnlichen Konstruktion zu gelangen: 1. eine Verstellung am oberen Teile der Bifilar-Aufhängung, indem — bei unveränderlichem Abstand unten — die Empfindlichkeit [2]) dem oberen Abstand der Bifilar-Aufhängung annäherungs-

---

1) H. Benndorf, Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. X. Über ein mechanisch registrierendes Elektrometer für luftelektrische Messungen. Wiener Sitzber. math.-naturwiss. Cl. CXI. Abt. IIa. April 1902.

2) Unter „Empfindlichkeit“ wird verstanden: $\frac{\partial a}{\partial V_5}$, d. h. der Ausschlag des Schreibstiftes für die Einheit der Spannungsänderung; also (etwa bis auf einen konstanten Faktor) das Inverse des Ergebnisses einer Skalenwertbestimmung.

Genaueres über die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von

weise umgekehrt proportional ist (am meisten bei grossem Betrage dieses Abstandes); — 2. eine Veränderung der Anzahl der Kalomel-Elemente, welche zum „Betriebe" des Quadranten-Elektrometers dienen. Je weniger Elemente man anwendet, desto unempfindlicher wird das Instrument, und zwar ist hier nach der Theorie des Instrumentes eine vollkommene Proportionalität vorhanden. Denn nach S. 507 der angeführten Abhandlung wird für entgegengesetzt gleiche Ladung der Quadrantenpaare der Ausschlag a des Schreibstiftes:

$$a = \frac{V_4 \, V_5 \, L \, C_3}{24 \, e_1 + 3,3},$$

worin L die Länge der Schreibfeder, C_3 eine dem Apparat eigentümliche Konstante, e_1 den oberen Abstand der Bifilaraufhängung (in cm), V_4 das Potential der Quadrantenpaare, V_5 das zu registrierende Potential der „Nadel" bedeutet. Natürlich ist eine Proportionalität zwischen der Empfindlichkeit des Apparates und der Anzahl der angewandten Elemente nur insofern vorhanden, als man berechtigt ist, die letzteren als gleich zu betrachten.

Von den angedeuteten zwei Möglichkeiten wurde — schon der Einfachheit der Konstruktion wegen — die letztere gewählt.

Für gewöhnlich arbeitet also das Quadranten-Elektrometer mit 100 Kalomel-Elementen. Sobald nun aber das schreibende oder druckende Ende der „Nadel" nach links oder nach rechts an die Grenze des Papierstreifens gelangt, entsteht ein elektrischer Kontakt, welcher einen Quecksilber-Umschalter derartig umlegt, dass nun nicht mehr 100, sondern nur noch 20 Elemente thätig sind. Infolgedessen zieht sich die „Schreibfeder" sofort vom Rande des Papierstreifens zurück und schreibt nunmehr nur noch in einem Fünftel des vorherigen Massstabes weiter.

Bei der Grösse dieses Sprunges ist es so gut wie unmöglich, ihn in der Aufzeichnung zu übersehen; auch erkennt der hinzutretende „Beobachter" aus der Schalterstellung sofort, dass eine automatische Umstaltung erfolgt ist. Es steht ihm nun frei, — was mit einem Griffe geschehen ist — den Apparat wieder auf „Empfindlich" zu stellen — worüber in einem bereitliegenden Buche, mit einem Blick auf die Uhr, eine Notiz ausgeführt wird.

Nichtsdestoweniger ist im Interesse einer leichteren Deutung der Aufzeichnungen und zur Erhaltung thunlichster Klarheit und Übersichtlichkeit der Kurven dafür Sorge getragen worden, dass das Zurückschalten auf „Empfindlich" nicht zu häufig erfolge, nämlich zwei- oder dreimal am Tage.

dem oberen Abstand e_1 der Bifilaraufhängung ergiebt sich aus der alsbald mitzuteilenden Formel; doch sind die Zahlenwerte im Nenner nicht etwa allgemeine Konstanten, sondern hängen von der von Benndorf gewählten Sonderform ab.

In der gewöhnlichen Verfassung der grösseren Empfindlichkeit des Apparates (ich will ihn kurz den primären Zustand nennen) entspricht gegenwärtig 1 mm Bewegung des Schreibstiftes ungefähr einer Änderung der Potentialdifferenz von 15 Volt. Da sich die Null-Lage ungefähr in der Mitte des Papierstreifens befindet, und infolgedessen nach jeder Seite nahezu 5 cm zur Verfügung stehen, so erfolgt die automatische Umschaltung, sobald die luftelektrische (positive oder negative) Potentialdifferenz bis auf ungefähr 700 Volt pro Meter angewachsen ist. — In dem hierdurch hervorgerufenen sekundären Zustande vermag somit der Apparat nach jeder Seite hin ungefähr 3500 Volt zu verzeichnen — was für die gewitterfreie Zeit des Jahres ja einigermassen ausreichen dürfte.[1] Immerhin soll erwähnt werden, dass trotzdem in einigen wenigen Fällen auch noch nach der Umschaltung einzelne Stücke der Kurve verloren gegangen sind. Der Apparat sollte also im sekundären Zustande doch noch etwas unempfindlicher sein, besonders wenn man in Aussicht nimmt, ihn auch noch bei den Gewittererscheinungen des Sommers zu verwenden, wenn auch vielleicht nicht geradezu bei einem Nahgewitter.

Es scheint ja nun nichts im Wege zu sein, die Zahl der kleinen Elemente noch mehr zu verringern, also z. B. 10 Stück (anstatt 20) zu verwenden. Denn nach den bisherigen Erfahrungen ist die Sicherheit der Einstellung der Nadel bei wenig Elementen ebensogut wie bei vielen; namentlich erscheint die Lage der Null-Linie ganz unverändert.

Es liegt aber auch noch die folgende Möglichkeit vor. Gegenwärtig ist der obere Abstand der Bifilar-Fäden seinem Maximum von etwa 10 mm nahe, so dass man leicht z. B. eine ungefähre Halbierung desselben eintreten lassen kann. Das aber macht den Apparat in seinem primären Zustande empfindlicher. Wenn einem daran aber nichts gelegen ist, kann man die ursprüngliche Empfindlichkeit wieder dadurch herstellen, dass man die Anzahl der Elemente verdoppelt, d. h. 200 (anstatt 100) in Anwendung bringt. Alsdann erscheint es ganz unbedenklich, im sekundären Zustande $^1/_{10}$ der Elemente (anstatt $^1/_5$) zu benutzen, weil es sich dabei immer noch um 20 Stück handelt, von denen man ja nun schon weiss, dass der Apparat ganz gut damit arbeitet.

Sollten aber in Zukunft auch mit 10 Elementen noch ganz gute Ergebnisse erzielt werden, so

1) Obige Zahlenangaben sollen demnächst noch durch unmittelbare Messung zu kontrollieren versucht werden. Auch liegt ihnen noch die bis jetzt nur in nicht ganz ausreichender Weise bestätigte Annahme zu Grunde, dass im freien Felde die Potentialverteilung in der Vertikalen ungefähr übereinstimmt mit der Verteilung in der Horizontalen vor den Fenstern der betreffenden Stelle des Beobachtungsturmes.

läge bei 200 Elementen im primären Zustande sogar die Möglichkeit vor, durch die automatische Umschaltung die Empfindlichkeit auf $^1/_{20}$ zu reduzieren; es würde alsdann nach jeder Seite ungefähr ein Gebiet von 14000 Volt zur Verfügung stehen.[1])

Ausgeführt wurde der in Rede stehende, im Grunde ja ziemlich einfache Apparat in der kleinen Werkstatt des Observatoriums. Wesentliche Verdienste um diese praktische Verwirklichung des Prinzips hat sich Herr Prof. Lüdeling erworben, von dem die gegenwärtig im Gebrauch befindliche Form hauptsächlich herrührt.

Im wesentlichen besteht die Konstruktion aus einem ad hoc mit grösster Sorgfalt hergestellten Quecksilber-Umschalter, welcher bei Eintritt der Kontakte sich vermöge seines eigenen Gewichtes umlegt, wozu nur ein einziges kleines Leclanché-Element erforderlich ist.

Die 6 gläsernen Quecksilbertöpfchen sind gegen die gut lackierte Holzunterlage noch vermöge einer etwa $^1/_2$ cm dicken Paraffinschicht isoliert. Die elektrischen Zuleitungen sind derartig angelegt, dass sowohl bei viel als wenig Elementen die Mitte der Batterie mit der Erde verbunden ist.

In besonderer Weise sind die Kontakte hergestellt. Weil nämlich der seitliche Druck, welchen die Nadel auszuüben vermag, nur sehr unbedeutend ist, so hat man auf die Verwendung desselben ganz verzichtet. Dafür wurde indirekt der Druck benutzt, welchen die herabfallende Registrierbrücke ausübt. Diese drückt das Zeigerende kräftig nach unten, und führt die Berührung von 2 dünnen Kontaktblechen herbei, sobald sich der Zeiger über den letzteren befindet.

Die Sicherheit der Funktion scheint eine absolute zu sein, denn in 4 Wochen ist die Vorrichtung wohl 20mal in Wirksamkeit getreten und hat dabei niemals versagt.

Beiläufig mögen über die ganze Anlage noch einige wenige Angaben gemacht werden. Seit 4 Jahren ist das Reservoir des Wasserkollektors nicht mehr starr aufgestellt, sondern auf eine schlittenartige Vorrichtung gesetzt, derart, dass das Ausflussrohr ungefähr in der Richtung seiner Erstreckung verschoben werden kann. Infolgedessen ist auch der Abstand der Ausflussöffnung vom Fenster innerhalb der Grenzen von $^1/_2$ bis $1\,^1/_2$ m variabel.

Auch diese Einrichtung verfolgt den Zweck, die Empfindlichkeit des Apparates den jeweiligen Bedürfnissen bis zu einem gewissen Grade anpassen zu können. Was die Reduktion auf gleichen Abstand (1 m) anbetrifft, so wurde von vornherein nur eine näherungsweise Proportionalität erwartet; mehr aber scheint die Erfahrung auch in der That nicht zu ergeben.[1]) Für eine rohe Reduktion genügt es aber, die Empfindlichkeit umgekehrt proportional dem Abstand der Ausflussöffnung vom Fenster anzunehmen. Seit der oben besprochenen Aufstellung des Benndorfschen Registrierapparates wird meistens der normale Abstand von 1 m unmittelbar verwendet, obgleich die Möglichkeit der Verschiebung beibehalten worden ist — was dann und wann immerhin von Bedeutung werden kann. Im Sommer z. B. könnte man vielleicht bei andauernd gutem Wetter mit $1\,^1/_2$ m Abstand arbeiten, bei Böen-Wetter und Gewittern mit $^1/_2$ m Abstand.

Aus dem Vorstehenden wird man ersehen, dass der bis dahin verwendete Wasserkollektor auch bei der Einführung des Registrierapparates beibehalten worden ist. Radioaktive Substanzen sind (besonders nach der üblen Erfahrung, über welche mein Kollege Lüdeling auf S. 358 der Münchener „Denkschrift" berichtet hat) aufs sorgfältigste vermieden, weil in der unmittelbaren Nachbarschaft des die Potentialdifferenz aufzeichnenden Apparates auch Beobachtungen über luftelektrische Zerstreuung und Ionenmessung angestellt werden, deren Umfang noch erweitert werden soll.

Anhang.

Zur automatischen Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung konzipierte ich im Dezember 1903 das folgende Verfahren:

Der Zerstreuungskörper eines Ebertschen Aspirationsapparates wird mit der Nadel eines Quadranten-Elektrometers verbunden. Diese „Nadel" trägt als Zeiger einen isolierten Platindraht, mit dessen Hilfe ein elektrischer Strom geschlossen und dazu benutzt werden kann, den Zerstreuungskörper nach einem gewissen Verluste neu zu laden. Letzteres kann beispielsweise mit Hilfe einer, nicht zu kräftigen

---

1) Es handelt sich hier nicht um bestimmte Vorschläge, sondern nur um Möglichkeiten, die vielleicht versucht zu werden verdienen. — Man darf ja nicht vergessen, dass bei der geringeren Empfindlichkeit die Angaben ungenauer werden. Aber im allgemeinen wird man doch wohl viel lieber mit einer nur wenig ausdrucksvollen Darstellung fürlieb nehmen, als die Kurve ganz verlieren.

Nachträglicher Zusatz (vom Mai 1904): Infolge einer erst später erkannten technischen Unvollkommenheit des Quadranten-Elektrometers beschränke ich mich fürs erste darauf, bei der automatischen Umschaltung eine Reduktion der Empfindlichkeit auf $^1/_3$ eintreten zu lassen, indem 34 (anstatt 20) Elemente angewandt werden. — Für mässig gestörtes Wetter ist aber auch hiermit schon viel erreicht.

Einiges Genauere hierüber wird voraussichtlich in der Meteorol. Zeitschr. 1904 in dem Berichte über die 10. allgemeine Versammlung der deutschen Meteorologischen Gesellschaft mitgeteilt werden.

1) Genauere Bestimmungen werden sich gerade bei Anwendung des Registrierapparates verhältnismässig leicht ausführen lassen.

Zambonischen Trockensäule geschehen, indem man dieselbe mehr oder weniger schnell an den Zerstreuungskörper heranschiebt, oder auf andere indirekte Weise mit demselben in Berührung bringt. Es wird dann vielleicht mit Hilfe eines anderen ähnlichen Platindrahtes[1]) möglich sein, dafür Sorge zu tragen, dass die Ladung auch eine gewisse obere Grenze nicht überschreitet.

Hierdurch wäre also die Ladung zwischen zwei in zweckmässiger Weise zu wählende Grenzen eingeschlossen. Die Zeit, in welcher das betreffende konstante Intervall durchlaufen wird, ist natürlich um so grösser, je geringer die betreffende Luft elektrisch zerstreuend wirkt; oder bei Anwendung des Ebertschen Apparates fast unmittelbar: je geringer die Anzahl der Ionen in der Volumeneinheit ist.

Die Zeiten der Neuladung des Zerstreuungskörpers — sie mögen durchschnittlich etwa eine viertel oder halbe Stunde voneinander abstehen — können vermöge irgendeines Chronographen leicht automatisch aufgezeichnet werden.

Für positive und negative Zerstreuung könnte man wohl 2 getrennte Apparate verwenden, wenn dieselben genügend gut miteinander verglichen werden. —

Auf diese Weise würde sich wenigstens in groben Zügen der tägliche Gang des Elementes: „luftelektrische Zerstreuung" registrieren lassen.

Aber sogar die Möglichkeit einer kontinuierlichen Registrierung würde hier vorliegen, wenn man es fertig brächte, den elektrischen Strom beim Aufladen des Zerstreuungskörpers sich selbst aufzeichnen zu lassen.

Bald nach Auffindung dieses Verfahrens erfuhr ich dann aber, dass wenigstens das Prinzip desselben nicht neu war; denn es stimmt überein mit demjenigen eines Apparates von Kann in Leoben.[2]) Bei diesem Instrumente werden alle mit einem Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparate auszuführenden Manipulationen in getreuer Weise automatisch durchgeführt.

Es existiert also in der That schon eine Lösung der vorliegenden Aufgabe, welche mir — wie schon erwähnt — zunächst entgangen war. Trotzdem glaubte ich, meinen Plan vom Ende vorigen Jahres hier ganz unverändert kurz mitteilen zu sollen, weil derselbe in mancher Beziehung doch noch weiter geht, als die Kannsche Methode.

Potsdam, im März 1904.

(Eingegangen 18. März 1904.)

1) Sollten die 2 Platin-Kontakte das Quadranten-Elektrometer zu sehr stören, so könnte man vielleicht einen Lichtzeiger verwenden, welcher auf eine cylindrische Selenzelle fällt; ein durch letztere hindurchgesandter Strom wird dann durch den Lichtstrahl verstärkt werden, so dass ein eingeschaltetes Relais einen genügend kräftigen Arbeitsstrom zur Erzielung der beabsichtigten Wirkungen hervorruft.

Es lassen sich übrigens hierfür leicht auch noch andere Methoden ersinnen.

2) Leop. Kann, Selbstregistrierender Apparat zur Messung der Elektrizitätszerstreuung in der Luft. Diese Zeitschr. **2**, 621, 1901.

Über die chemische Wirkung der Kathodenstrahlen.

Von Emil Bose.

In den letzten zwei Jahren habe ich eingehend einen möglichst einfachen Fall der chemischen Wirkung der Kathodenstrahlen der Untersuchung unterzogen mit der speziellen Absicht, zu prüfen, ob die durch die Strahlen bewirkte chemische Umsetzung nach Faradays Gesetz als rein elektrochemische Wirkung erfolge oder nicht. Es wurde in einer geeigneten Versuchsanordnung, welche das intensive Bestrahlen einer grösseren Elektrolytoberfläche (ca. 200 qcm) ohne innere Elektroden im Vakuum gestattete, heissgesättigte Ätzkalilösung lange Zeit der Wirkung der Kathodenstrahlen ausgesetzt. Es fand Reduktion unter Bildung von Wasserstoff statt. Die von dem Elektrolyten aufgenommene Elektrizitätsmenge wurde mit Hilfe eines Wasserstoffvoltameters unter vermindertem Drucke gemessen. Die Ableitung dieser Elektrizitätsmenge geschah durch eine im Elektrolyten befindliche, in den Boden des Versuchsgefässes eingeschmolzene Platinelektrode oder, um jede innere Elektrode zu vermeiden, mit Hilfe des Warburgschen Kunstgriffes durch das Glas. Der im Vakuum vorhandene Wasserdampf, in welchem die Entladungen stattfanden, wurde teilweise dissoziiert in Wasserstoff und Sauerstoff, so dass mittels der Quecksilberluftpumpe stets ein Gemisch von Wasserstoff und Sauerstoff herausgepumpt wurde, in welchem ersteres Gas im Überschuss vorhanden war. Durch Explosion wurde nun das Knallgas entfernt und der Wasserstoffüberschuss gelangte zur Messung. Durch Hinzusetzen von überschüssigem Sauerstoff und nochmalige Explosion liess sich die Reinheit des erhaltenen Wasserstoffes feststellen.

Erfolgte nun die chemische Wirkung der Kathodenstrahlen nach Faradays Gesetz, war dieselbe also eine rein elektrochemische Wirkung, so musste ich aus dem Vakuum heraus ebensoviel Wasserstoff erhalten, wie im Voltameter entwickelt wurde. Auf eine erhebliche Genauigkeit war natürlich keinenfalls zu hoffen, da bisweilen schon der qualitative Nachweis einer chemischen Einwirkung der Kathodenstrahlen mit Schwierigkeiten verbunden ist und die Elektrizitätsmengen, welche in Frage kamen, stets recht klein waren [um 1 Coulomb herum

bei Versuchen von einer Dauer bis zu mehreren Tagen]. Aber das Resultat aller Versuche fiel ganz anders aus, als ich ursprünglich gedacht hatte. Der im Vakuum entwickelte Wasserstoff betrug stets viele Male mehr als gleichzeitig im Voltameter erhalten wurde. Es wurde das 10—30- und mehrfache an Wasserstoff aus dem Vakuum erhalten gegenüber der voltametrischen Wasserstoffmenge. Dieses stets wiederkehrende Resultat zeigt deutlich, dass ausser der elektrochemischen Wirkung nach Faradays Gesetz, die ja wohl zweifellos vorhanden sein wird, noch eine andere chemische Wirkung der Kathodenstrahlen vorhanden sein muss. Dass dieser zweite Effekt der kinetischen Energie der Kathodenstrahlteilchen seinen Ursprung verdankt, erscheint wohl von vornherein plausibel und in der That zeigt die Rechnung, dass die kinetische Energie eines Kathodenstrahles in der That ausreicht, um einen sehr viele Male grösseren chemischen Effekt hervorzubringen, als der mitgeführten Elektrizitätsmenge entspricht. Nehmen wir an, dass die von einem Kathodenstrahl transportierte Elektrizitätsmenge gerade 1 Coulomb betrage, so stellt dies eine elektrochemische Wasserstoffabscheidung von 0,116 ccm Wasserstoff dar, die ein Gewicht von $1{,}04 \cdot 10^{-5}$ gr besitzen. Nehmen wir die Masse der Kathodenstrahlteilchen zu $^1/_{2000}$ derjenigen von Wasserstoffatomen an, so ergiebt das für das Gewicht der vom Kathodenstrahl transportierten Elektronen $0{,}52 \cdot 10^{-8}$ gr. Für die Geschwindigkeit des Kathodenstrahles wollen wir den Wert 30000 km/sek ansetzen, also $3 \cdot 10^7$ m/sek, dann ergiebt sich die vom Strahl transportierte kinetische Energie zu:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{0{,}52 \cdot 10^{-8} \cdot 9 \cdot 10^{14}}{9{,}81 \cdot 1000} \text{ kgm} = 239 \text{ kgm}.$$

Um diese Energiemenge umrechnen zu können auf den maximal möglichen chemischen Effekt, d. h. auf denjenigen chemischen Effekt, welcher hervorgebracht werden könnte, wenn alle Energie zur Dissoziierung von Wasser in Wasserstoff und Sauerstoff verwendet werden würde, nehmen wir an, dass diese Dissoziierung nur auf dem Wege über die Wärme stattfinde, dann können wir, es handelt sich ja immerhin nur um einen Näherungswert, die Rechnung mit Hilfe der Bildungswärme des Wassers ausführen. Die oben berechnete Energiemenge würde alsdann eine Wasserstoffmenge von

$$\frac{239}{427} \cdot \frac{1}{33{,}76} \text{ gr Äquivalenten ergeben.}$$

Dies entspricht einer Wasserstoffmenge von 186 ccm, also dem ca. 1600fachen der elektrochemischen Wasserstoffmenge. Es zeigt sich damit, dass die mechanische Energie der Kathodenstrahlen befähigt ist, im günstigen Falle ungeheuer viel grössere chemische Wirkungen auszuüben, als es der mitgeführten Elektrizitätsmenge entspricht. Nun wird praktisch die Sache in weitaus den meisten Fällen so liegen, dass der überwiegend grössere Teil der kinetischen Energie der Kathodenstrahlen einfach in Wärme umgesetzt wird. Die reichliche Knallgasentwickelung im Vakuum wird aber jedenfalls schon ein Teil dieser dynamisch-chemischen Wirkung der Kathodenstrahlen sein. Ein weiterer Teil dieser Wirkung findet nun innerhalb des Elektrolyten statt, und diesem letzteren ist, wie aus meinen Versuchen hervorging, jedenfalls der grosse Wasserstoffüberschuss zu verdanken, welcher bei allen Versuchen erhalten wurde und zwar übereinstimmend auch nachdem die ganze Anordnung mehr als ein halbes Jahr dauernd evakuiert gestanden hatte und eine grosse Reihe von Versuchen ausgeführt waren. Weshalb man aber von dieser Dissoziationswirkung der Strahlen nur den Wasserstoff zu sehen bekam und nicht den gleichzeitig entstandenen Sauerstoff, das erklärt sich einfach aus der grösseren Löslichkeit und der sehr viel kleineren Evasionsgeschwindigkeit des Sauerstoffs, der dadurch zunächst zu einem erheblich grösseren Teile im Elektrolyten zurückgehalten wurde. Die Gegenprobe auf diese Auffassung, dass nämlich in der That der fehlende Sauerstoff im Elektrolyten steckte, liess sich ebenfalls erhalten und es wurde wiederholt beobachtet, dass bei längerem Warten nach einem Versuch Sauerstoff im Vakuum frei wurde. Einmal wurde nach längerem Versuch auch spontan eine erhebliche Entwickelung von Sauerstoff beobachtet, was den Eindruck erweckte, als ob eine Übersättigungserscheinung ausgelöst würde. Es zeigte alsdann schon die veränderte Farbe der Entladungen, besonders aber die Untersuchung des aus dem Vakuum aufgefangenen Gases, dass nachträglich Sauerstoff entwickelt worden war. Wurde nun längere Zeit ohne Entladungen wieder ausgepumpt und der Apparat alsdann sich selbst überlassen, so bewiesen die Erfahrungen von mehreren unfreiwilligen Pausen, deren eine etwa 3 Monate dauerte, dass sich das Vakuum im Apparat durchaus auf der alten Höhe erhielt, dass also der beobachtete Effekt der nachträglichen Sauerstoffentwickelung nicht etwa irgendeiner Undichtigkeit zuzuschreiben war.

Diese Resultate gestatten nun eine Vermittelung zwischen den verschiedenen Auffassungen über die Wirkung der Kathodenstrahlen. Den Lesern dieser Zeitschrift ist die Litteratur über diese Fragen genugsam bekannt, auch findet sie sich mit grosser Vollständigkeit in den Arbeiten von Eilhard Wiedemann und G. C. Schmidt[1]) und von G. C. Schmidt[2])

1) Wied. Ann. **64**, 78, 1898.
2) Ann. d. Phys. **7**, 321, 1902.

zusammengestellt. Fasst man die Resultate über die chemische Wirkung der Kathodenstrahlen zusammen, so liegt die Sache etwa folgendermassen.

Einerseits ist völlig einwandsfrei der Nachweis erbracht, dass Kathodenstrahlen chemische Wirkungen auszuüben imstande sind; namentlich ist G. C. Schmidt dieser Nachweis zu danken. Andererseits werden in Fällen, wo sichtbare Veränderungen der bestrahlten Präparate vorliegen, die chemischen Wirkungen geleugnet und physikalische Umlagerungen etwa in andere Modifikationen als Grund der Veränderungen angesehen. Diese Ansicht ist zum Beispiel von Abegg[1]) ausgesprochen worden, der bei den Alkalihaloiden die chemischen Veränderungen nicht nachzuweisen vermochte und zeigte, dass dieselben beliebig viele Male durch Kathodenstrahlen selbst, wenn sie nur genügend kräftige Hitzewirkung entfalten, rückgängig gemacht werden können. Zwischen diesen extremen Anschauungen, welche sich bisher unvermittelt gegenüberstehen, lässt sich nun meines Erachtens nach dem Vorhergehenden vermitteln, die bestehende Kluft überbrücken. Diejenigen chemischen Wirkungen, welche völlig einwandsfrei als solche nachgewiesen sind, werden sehr wahrscheinlich bedingt sein durch die von den Strahlen mitgeführte Elektrizitätsmenge. Die zweifellos chemische Wirkung der Kathodenstrahlen ist also eine elektrochemische Wirkung, eine Auffassung, welche sich auch mit der von G. C. Schmidt ausgesprochenen Ansicht ziemlich deckt. Diejenigen Wirkungen aber, welche als chemische nicht in jedem Falle nachgewiesen werden, oder durch die Hitzewirkung der Strahlen wieder rückgängig gemacht werden können, wie die Färbungen der Alkalihaloide, sind Dissoziationswirkungen der Strahlen. Es ist dabei durchaus offen zu lassen, ob etwa das durch Dissoziation des Chlornatriummoleküles freigewordene Natriumatom als solches vorhanden bleibt, wie Elster und Geitel annehmen, oder ob Subchloridbildung eintritt, wie von G. C. Schmidt angenommen wird. Charakteristisch ist hierbei, dass im Falle der Alkalichloride am freiesten beweglich das Chlor ist und dass man also Chlor im Gasraum erhalten kann, während in dem von mir untersuchten Falle der Wasserstoff, also das positive Radikal, das für das Entweichen begünstigtere ist und demgemäss die grossen Wasserstoffüberschüsse erhalten werden. Es wird also von den Dissoziationsprodukten, die im Innern des Elektrolyten frei nebeneinander nach der gewaltsamen mechanischen Trennung existieren, immer dasjenige im Überschuss in den Gasraum gelangen, welches am leichtesten beweglich ist. Bleiben beide Radikale fast vollständig im Innern des Salzes erhalten, so kann der überwiegend grösste Teil der Einwirkung durch Erwärmen bis auf eine zur Wiedervereinigung ausreichende Temperatur wieder rückgängig gemacht werden. Da dieser dynamisch-chemische Effekt sehr viel grösser ist als der elektrochemische, so konnte es hierdurch zu Zweifeln an einer chemischen Wirkung überhaupt kommen. Ich glaube, dass im wesentlichen die hier entwickelte Auffassung ausreichen wird, die in der Litteratur über die chemischen Wirkungen der Kathodenstrahlen vorhandenen Widersprüche zu beseitigen und beiden Auffassungen zu ihrem Rechte zu verhelfen.

1) Wied. Ann. 62, 425, 1897.

Ganz analog wird es sich bei den chemischen Wirkungen der Becquerelstrahlen[1]) verhalten, bei denen nur wegen der höheren lebendigen Kraft der dynamische Effekt noch erheblich mehr überwiegen wird. Die Glasfärbungen, welche mit Becquerelstrahlen erhalten werden, sind meiner Auffassung nach durchaus analog den Färbungen der Alkalihaloide, die übrigens mit Becquerelstrahlen ebenso wie mit Kathodenstrahlen erhalten worden sind. Beim Glase tritt dann bekanntlich beim Erwärmen auf etwa 500 Grad ebenfalls das Verschwinden der Erscheinung ein, indem sich die getrennten Radikale und zwar unter Lichterscheinung wieder miteinander vereinigen. Es handelt sich also hier um durchaus verwandte Erscheinungen und die für die Kathodenstrahlen ausgesprochene Auffassung gilt stets in analoger Weise auch für die Becquerelstrahlen.

Nun steht zu erwarten, dass, wenn man zu immer langsameren Kathodenstrahlen übergeht, die ja neuerdings ebenfalls erhalten worden sind, die dynamisch-chemische Wirkung immer mehr in den Hintergrund treten wird, und dass man dann eine rein elektrochemische Wirkung der Strahlen wird beobachten können. Möglicherweise eignen sich auch noch andere Entladungsformen in Gasen zum Studium der elektrochemischen Wirkungen der Elektronen und man kann dann zur Ausarbeitung einer Elektrochemie ohne metallische Elektroden übergehen. Für die Elektrochemie selbst dürfte dann allein schon der Nachweis interessant sein, dass eine unangreifbare Kathode im Grunde nicht anders wirkt, wie als eine Quelle negativer Elektronen, dass sie also in gewisser Hinsicht ersetzt werden kann durch eine freie Elektrolytoberfläche, der wir auf irgendeine beliebige andere Weise negative Elektronen zuführen.

1) Vgl. K. Schaum, Ztschr. f. wiss. Photographie etc. 2, 48, 1904.

(Eingegangen 20. Mai 1904.)

Lamellare Doppelbrechung.

Von Otto Wiener.

Der kürzlich in dieser Zeitschrift erschienene Aufsatz von Braun „Herstellung doppeltbrechender Körper aus isotropen Bestandteilen"[1]) veranlasst mich, über eine Arbeit hier Mitteilung zu machen, über welche ich vor etwa 1 3/4 Jahren unter dem Titel „Zur Theorie des optischen Verhaltens von Mischkörpern mit geschichtetem Bau" in der Kgl. Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften vorgetragen habe[2]), die aber aus verschiedenen Gründen noch nicht druckfertig geworden ist. Zugleich benutze ich die Gelegenheit, mich zu der von Braun aufgeworfenen Frage der Tragweite allgemeinerer Theorien der Doppelbrechung durch anisotrope Anordnung isotroper Bestandteile zu äussern.

1. Ergebnisse der Theorie der lamellaren Doppelbrechung.

Meine Arbeit bezieht sich auf einen besonderen Fall der von Braun betrachteten Art von Doppelbrechung. Sie behandelt nämlich die Theorie eines Körpers, der aus zwei Stoffen von verschiedenem Brechungsexponenten, beziehungsweise verschiedener Dielektrizitätskonstante besteht, die in parallelen Schichten jeweils konstanter und im Vergleich zur Lichtwellenlänge kleinen Dicke miteinander abwechseln. Es ist das zugleich der Fall, auf den ausschliesslich sich die von Braun mitgeteilten Experimente beziehen.

Veranlassung, mich mit diesem Gegenstand zu beschäftigen, war die Frage nach der optischen Natur des Niederschlages in entwickelten Lippmannschen Schichten, bei denen ich selbst in Abwesenheit stehender Lichtwellen lamellaren Bau vermutet hatte. Allerdings fand später Herr Kirchner[3]), der die experimentelle Untersuchung übernommen hatte, dass diese Vermutung nicht zutraf.

Ich hatte ursprünglich nur nach der optischen Mischungsregel für geschichtete Körper gesucht. Aber die theoretische Untersuchung, welche sich bei der Einfachheit der Verhältnisse in Strenge durchführen lässt, ergab alsbald, dass bei schiefem Einfall der scheinbare Mischungsbrechungsexponent ein anderer ist für Wellen, deren Polarisationsebene die Achse des Schichtkörpers enthält als für die senkrecht zu jenen polarisierten Wellen, und zwar genauer: dass der Schichtkörper sich gerade so verhält wie ein optisch einachsiger Krystall, dessen optische Achse senkrecht steht zu den Grenzebenen aneinander grenzender Schichten.

Dies Ergebnis schien mir von allgemeinerem Interesse, unter anderem auch hinsichtlich seiner Anwendung auf Mischkrystalle.

Bezeichnet n_1 und n_2 den Brechungsexponenten der beiden Arten von Schichten und δ_1 und δ_2 das Verhältnis der konstanten Dicken der miteinander abwechselnden Schichten zur Summe der Dicken zweier solchen Schichten, so dass also:

$$\delta_1 + \delta_2 = 1 \qquad (1)$$

dann ergab sich für den Brechungsexponenten des ordentlichen Strahles der Wert n_o und der für den Hauptbrechungsexponenten des ausserordentlichen Strahles der Wert n_a nach den folgenden Formeln:

$$n_0^2 = \delta_1 n_1^2 + \delta_2 n_2^2 \qquad (2)$$

$$\frac{1}{n_a^2} = \frac{\delta_1}{n_1^2} + \frac{\delta_2}{n_2^2} \qquad (3)$$

Bei dem beliebigen Neigungswinkel φ der Wellennormale berechnet sich der scheinbare Brechungsexponent für den ausserordentlichen Strahl nach der Formel:

$$\frac{1}{n^2} = \frac{\cos^2\varphi}{n_o^2} + \frac{\sin^2\varphi}{n_a^2}, \qquad (4)$$

also genau wie bei den optisch einachsigen Krystallen.

2. Anwendung der Theorie auf Mischkrystalle.

Nach Fertigstellung der Theorie erfuhr ich durch die Freundlichkeit meines Kollegen F. Zirkel, dass bereits Biot die merkwürdige Doppelbrechung gewisser Alaune, die zum regulären System gehören, durch die Wirkung eines lamellaren Baues zu erklären versucht hatte.[1]) Thatsächlich erklärt Biot allerdings, dem Titel seiner Arbeit entsprechend, nur lamellare Polarisation, nicht lamellare Doppelbrechung.[2]) Er beschränkt sich nur auf den Hinweis der Analogie der Schichtkrystalle mit einem polarisierenden Glasplattensatz und ist sich dessen bewusst, dass er den Beweis für die Verschiedenheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit verschieden polarisierter Strahlen schuldig bleibt.[3])

Da nun die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen der Doppelbrechung bei regulären Krystallen lehrte, dass die Biotsche Erklärung

1) F. Braun, diese Zeitschrift **5**, 199, 1904.

2) Leipziger Berichte **54**, 282, 1902; daselbst ist nur der obige Titel des Vortrags angegeben.

3) F. Kirchner, „Über die optischen Eigenschaften entwickelter Lippmannscher Emulsionen," Ann. d. Phys. **13**, 251, 1904; auch Leipziger Dissertation S. 17, 1903.

1) Biot, „Mémoire sur la polarisation lamellaire", Mém. de l'acad. roy. des sciences de l'instit. de France, **18**, 539, 1842.

2) Man würde vielleicht besser sagen „Doppelbrechung durch Schichtung", doch habe ich mit Rücksicht auf die Biotsche Untersuchung obigen Ausdruck gewählt.

3) l. c. S. 571.

doch nicht ausreichte, haben die Mineralogen sie zuletzt ganz verworfen. So spricht Brauns in seiner diesen Gegenstand ausführlicher behandelnden Jablonowskischen Preisschrift über „die optischen Anomalien der Krystalle“[1]) von der Biotschen Lehre als von einer, „die jetzt mit Recht verlassen ist.“[2]) Brauns macht es sehr wahrscheinlich, dass bei Mischkrystallen die Doppelbrechung zu ihrem grössten Betrage herrührt von Spannungen, welche durch die Einlagerung isomorpher Beimischungen zur Grundsubstanz bedingt seien. Dass thatsächlich solche Spannungen, d. h. zwischen den wägbaren Bestandteilen des Krystalls wirkende Kräfte, vorkommen, beweist der Umstand, dass die Mischkrystalle oft während des Wachstums plötzlich zerspringen.[3])

Demgegenüber erschien mir daher die Feststellung von Wert, dass selbst im Falle der Abwesenheit jeglicher Spannungen und sonstiger Anisotropie der Bestandteile allein durch geschichteten Aufbau ein Körper die Eigenschaft der Doppelbrechung erwerben kann, und dass also in den Anschauungen von Biot ein wahrer Kern enthalten ist.

Eine andere Frage ist es freilich, welche Fälle optischer Anomalien der Krystalle auf lamellare Doppelbrechung zurückgeführt werden können. Es scheinen nur wenige zu sein. Die oben mitgeteilten Formeln ergeben nämlich, solange wenigstens Absorption ausgeschlossen ist, n_o stets grösser als n_a, d. h. negative Doppelbrechung, während die von Brauns untersuchten Mischkrystalle zum grössten Teil positiv optisch einachsig sind.[4]) Dagegen könnte die Doppelbrechung der optisch negativen Mischkrystalle von Ammonium-Aluminiumalaun + Kalium-Aluminiumalaun wohl durch lamellare Doppelbrechung zu erklären sein. Die Krystalle erscheinen nach Brauns[5]) in Dicken von $^1/_2$ cm zwischen gekreuzten Nikols im Graublau erster Ordnung, zeigen also sehr geringe Doppelbrechung. Nun ist der Unterschied der Brechungsexponenten für Natriumlicht nach Soret[6]) 0,0029, nach Grailich[6]) 0,0075 bei einem mittleren Brechungsexponenten von $n = 1{,}46$. Bei so kleinen Unterschieden $\varDelta = n_1 - n_2$ der Brechungsexponenten berechnet sich der Unterschied $n_o - n_a$ nach der Formel:

$$n_o - n_a = \frac{2\varDelta^2}{n}\,\delta_1\delta_2 \qquad (5)$$

d. h. von der zweiten Ordnung klein, wenn $\varDelta$ von der ersten Ordnung klein ist. Für gleiche Dicken der Schichten, $\delta_1 = \delta_2 = {}^1/_2$ wird:

$$n_o - n_a = \frac{\varDelta^2}{2n}.$$

Daraus berechnen sich Unterschiede $n_o - n_a =$ 0,000003 bis 0,000019, die bei einer Dicke des Krystalls von 5 mm für Natriumlicht einen maximalen Gangunterschied des ordentlichen und ausserordentlichen Strahles von 0,03 bis 0,16 λ bedingen. Dieser würde genügen, ein Graublau erster Ordnung zu erzeugen. Dass Brauns keinen Unterschied der Doppelbrechung fand für Mischungen der Bestandteile im Verhältnis $^1/_2 : {}^1/_2$ und $^1/_4 : {}^3/_4$ erklärt sich nicht bloss aus dem geringen Betrag der Doppelbrechung, der schwer die Erkennung von Unterschieden zulässt, sondern auch durch den Umstand, dass zufolge obiger Formel der Betrag der Doppelbrechung im zweiten Falle nicht um die Hälfte, sondern nur um den vierten Teil zurückgehen muss gegenüber dem Falle gleichstarker Beteiligung der Bestandteile.

Die Annahme lamellarer Struktur bei diesen Krystallen gewinnt dadurch an Wahrscheinlichkeit, dass Biot[1]) diese Struktur schon an ihrem Aussehen zu erkennen glaubte. Auch wäre das abwechselnde Ankrystallisieren der beiden Bestandteile während des Wachstums der Mischkrystalle nicht ohne Analogien. Ich erinnere an Liesegangs[2]) A-Linien, welche in kaliumbichromathaltiger Gelatine durch einen Diffusionsstrom von Silbernitrat entstehen, indem sich infolge abwechselnder Über- und Untersättigung das Silberbichromat periodisch in Streifen ausscheidet.[3])

3. Erweiterung der Theorie.

Ich hatte in dem Vortrag vor der Königl. Sächsischen Gesellschaft nur den Fall behandelt, dass die Oberfläche des Schichtkörpers parallel zu den Schichten verlaufe, habe aber später den Beweis nachgeholt, dass auch dann, wenn die Oberfläche einen beliebigen Winkel mit den Grenzebenen der Schichten bildet, der Mischkörper sich immer noch wie ein optisch einachsiger Krystall verhält, vorausgesetzt, dass er gegenüber den angewandten experimentellen Untersuchungsmethoden homogen erscheint.

Ich habe ferner, gleichfalls vor dem Erscheinen der Braunschen Arbeit, das elektrostatische Verhalten eines solchen Mischkörpers untersucht. Dabei ergeben sich die beiden Hauptdielektrizitätskonstanten des anscheinend

1) R. Brauns, Preisschriften der Fürstlich Jablonowskischen Gesellschaft zu Leipzig 1891.
2) l. c. S. 19.
3) l. c. S. 255.
4) l. c. S. 229.
5) l. c. S. 230.
6) Tabellen von Landolt und Börnstein. 2. Aufl. S. 391, 1894.

1) Biot, l. c. S. 551.
2) Liesegang, Liesegangs photograph. Archiv, S. 321, 1896.
3) Ostwalds Referat, Zeitschr. f. phys. Chem. 23, 365, 1897.

homogenen Mischkörpers ohne weiteres aus den Grenzbedingungen und den Energiegleichungen.

Sei die Oberfläche des Mischkörpers parallel zu den Grenzflächen der Schichten, so lauten, falls die elektrischen Kräfte X, X_1, X_2, X_m in Luft, dem ersten, dem zweiten Bestandteil des Mischkörpers und dem einheitlichen Körper, der den Mischkörper in seinen elektrischen Eigenschaften vertritt, gleichfalls der Oberfläche parallel laufen, die Grenzbedingungen:

$$X = X_1 = X_2 = X_m.$$

Soll der Ersatzkörper mit der Dielektrizitätskonstanten ε_o die gleiche elektrische Energie aufnehmen wie der Mischkörper, so muss ferner sein:

$$\delta_1 \varepsilon_1 X_1^2 + \delta_2 \varepsilon_2 X_2^2 = \varepsilon_o X_m.$$

Daraus ergiebt sich:

$$\varepsilon_o = \delta_1 \varepsilon_1 + \delta_2 \varepsilon_2. \quad (6)$$

Verlaufen aber die — in der Bezeichnung durch einen Strich von den vorigen unterschiedenen — elektrischen Kräfte senkrecht zur Oberfläche, und bezeichnet man die Dielektrizitätskonstante des Ersatzkörpers in diesem Falle mit ε'_a, so lauten Grenzbedingungen und Energiegleichung jetzt so:

$$X' = \varepsilon_1 X'_1 = \varepsilon_2 X'_2 = \varepsilon_a X'_m$$
$$\delta_1 \varepsilon_1 X'^2_1 + \delta_2 \varepsilon_2 X'^2_2 = \varepsilon_a X'^2_m.$$

Daraus ergiebt sich:

$$\frac{1}{\varepsilon_a} = \frac{\delta_1}{\varepsilon_1} + \frac{\delta_2}{\varepsilon_2}. \quad (7)$$

Dass der Mischkörper sich elektrostatisch auch dann wie ein optisch einachsiger Krystall verhält, wenn die elektrischen Kräfte einen beliebigen Winkel mit den Grenzebenen bilden, ist leicht zu beweisen und mit Hilfe gewisser Integralsätze auch in dem Falle, dass die Körperoberfläche einen Winkel mit den Grenzebenen der Schichten bildet.

Wie man sieht, stimmen die Gleichungen (6) und (7) mit Rücksicht auf die Maxwellsche Beziehung zwischen Brechungsexponenten und Dielektrizitätskonstanten genau mit den für die optischen Erscheinungen bewiesenen Gleichungen (2) und (3) überein.

Man könnte danach auf den Gedanken kommen, dass die nicht ganz so einfache optische Theorie überflüssig wäre. Wenn man sich indes klar macht, dass eine Welle an jeder Grenzfläche der Schichten nicht nur eine Brechung sondern auch eine Reflexion erfahren muss, während in einem homogenen Körper keine solchen inneren reflektierten Wellen zustande kommen, sofern es sich um eine von aussen eingedrungene Welle handelt, so erkennt man, dass es doch einer genaueren Erörterung bedarf, warum und in welchem Grad der Annäherung an die Wirklichkeit sich trotzdem der Mischkörper wie ein einheitlicher Körper verhalten kann, und dass der Maxwellsche Satz für Mischkörper nicht ohne weiteres als richtig angenommen werden darf, vielmehr eines besonderen Beweises erst bedarf.

Die Art des optischen Beweises gestattet zugleich die gewonnenen Formeln anzuwenden auf den Fall, dass beide Bestandteile beträchtliche Absorption besitzen, indem man den reellen durch den komplexen Brechungsexponenten ersetzt, d. h. statt der Grössen n jeweils die Grössen $n - i\,k$ einführt. Dabei bedeutet k den Absorptionskoeffizienten, der in der Formel $e^{-\frac{2\pi k d}{\lambda}}$ die Abnahme der Amplitude darstellt, wenn λ die Wellenlänge in Luft, d die Dicke der durchstrahlten absorbierenden Schicht bedeutet. Durch Einführung der komplexen Brechungsexponenten in die Formeln (2) und (3) und Trennung des Reellen vom Imaginären erhält man für den Brechungs- und Absorptionskoeffizienten des ordentlichen und ausserordentlichen Strahles die folgenden Formelpaare:

$$\left.\begin{aligned} n_0^2 - k_0^2 &= \delta_1 (n_1^2 - k_1^2) + \delta_2 (n_2^2 - k_2^2) \\ n_0 k_0 &= \delta_1 n_1 k_1 + \delta_2 n_2 k_2 \end{aligned}\right| \quad (8)$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{n_a^2 - k_a^2}{(n_a^2 + k_a^2)^2} &= \delta_1 \frac{n_1^2 - k_1^2}{(n_1^2 + k_1^2)^2} + \delta_2 \frac{n_2^2 - k_2^2}{(n_2^2 + k_2^2)^2} \\ \frac{n_a k_a}{(n_a^2 + k_a^2)^2} &= \delta_1 \frac{n_1 k_1}{(n_1^2 + k_1^2)^2} + \delta_2 \frac{n_2 k_2}{(n_2^2 + k_2^2)^2} \end{aligned}\right| \quad (9)$$

Aus diesen Formeln folgt, dass und in welchem Grade in verschiedener Richtung polarisierte Strahlen verschieden stark absorbiert werden in einem Körper, der entstanden ist durch den geschichteten Aufbau aus Bestandteilen, die isotrop absorbieren.

4. Geplante experimentelle Prüfungen der Theorie.

Eine Untersuchung zur experimentellen Prüfung der Theorie hat auf optischem Gebiete Herr J. Friedel schon vor längerer Zeit im hiesigen physikalischen Institut auf meine Veranlassung begonnen. Sie ist aber wegen der grossen experimentellen Schwierigkeiten der geplanten Art der Herstellung von geschichteten Körpern noch nicht so weit gefördert, dass hier schon darüber berichtet werden könnte.

Auf meinem Programm stand noch die elektrostatische, beziehungsweise auf dem Gebiete der elektrischen Wellen liegende Prüfung, wobei der Schichtkörper aus abwechselnden Glasplatten und gleichdicken Wasserschichten bestehen sollte. Es ist zu erwarten für eine Glassorte mit $\varepsilon_1 = 4$, da für Wasser $\varepsilon_2 = 81$: $\varepsilon_0 = 42{,}5$, $\varepsilon_a = 7{,}6$. Für eine Glassorte mit $\varepsilon_1 = 6$ ergäbe sich $\varepsilon_0 = 43{,}5$, $\varepsilon_a = 11{,}2$ d. h. sehr grosse Unterschiede der Hauptdielektrizitätskonstanten.

Dieser Teil der geplanten Untersuchungen ist nunmehr, soweit es sich um qualitative Feststellung der Thatsachen handelt, bereits durch die schönen Braunschen Versuche erledigt. Er fand auch verhältnismässig grosse Unterschiede der Hauptdielektrizitätskonstanten. Doch darf dies Ergebnis nicht verallgemeinert werden, da bei kleinen Unterschieden der Dielektrizitätskonstanten der Bestandteile der Unterschied der Hauptdielektrizitätskonstanten des Mischkörpers, wie in Abschnitt 2 gezeigt wurde, von der zweiten Ordnung klein wird.

5. Die Lampaschen Theorien.

Die theoretische Behandlung des allgemeinen Falles, den Braun im Auge hat, wobei die Anordnung der isotropen Bestandteile in drei aufeinander senkrechten Achsen eine verschiedene ist, lässt sich nicht mit der gleichen Leichtigkeit ausführen wie die der lamellaren Anordnung, zum mindesten nicht dann, wenn man an der Forderung festhalten will, dass die Abmessungen der beiden Bestandteile in endlichem Verhältnis zueinander stehen. Denn in diesem Falle werden die Kraftlinien in keinem Raumelement gleichförmig verlaufen, dessen Abmessungen in endlichem Verhältnis zu den Abmessungen der dem Aufbau zu Grunde liegenden Elemente stehen, selbst dann nicht, wenn diese Elemente Kugelform haben sollten. Wollte man von dieser Forderung absehen, so liessen sich die Theorien von Lampa, die mir erst durch den Aufsatz von Braun bekannt wurden, ohne weiteres auf den Fall der anisotropen Anordnung isotroper Dielektrika anwenden. Lampa behandelt nämlich den Fall anisotroper Anordnung kleiner Leiter, indem er das eine Mal [1]) diesen die Form von dreiachsigen Ellipsoiden giebt, deren Mittelpunkte in einem kubischen Raumgitter angeordnet sind, das andere Mal [2]) sie aus Kugeln bestehen lässt, deren Mittelpunkte aber in drei aufeinander senkrechten Richtungen verschiedene Abstände besitzen. Der Übergang vom Leiter zum Dielektrikum kann aber dadurch bewerkstelligt werden, dass bei gleicher Normalkomponente an einer Grenzfläche die an dieser induzierte Belegung sich im Verhältnis $(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/\varepsilon_2$ ändert, wenn an ein Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstanten ε_1 ein zweites ebensolches mit der Dielektrizitätskonstanten ε_2 statt eines Leiters angrenzt. [3])

Die Berechtigung der Anwendung der Lampaschen Theorie wird aber gerade in dem Falle zweifelhaft, der praktisch von besonderer Wichtigkeit ist, nämlich dann, wenn eben entsprechende Abmessungen der beiden Bestandteile in endlichem Verhältnis zueinander stehen. Denn Lampa sieht sich zur Durchführung seiner Rechnungen genötigt, Ellipsoide und Kugeln als in gleichförmigem Felde befindlich zu behandeln, was streng genommen nur zuträfe, wenn beide unendlich klein im Verhältnis zu den Abständen ihrer Mittelpunkte wären, d. h. wenn der Einfluss der eingebetteten Leiter überhaupt verschwände.

Leider scheint der Einfluss dieser Vereinfachung der Theorie ziemlich gross zu sein. Denn für den Fall der ungleich verteilten Kugeln wird die Lampasche Theorie geradezu unrichtig. Denn wenn auch die Kugeln so behandelt werden, als ob sie sich im gleichförmigen Felde befänden, so wird die durch die Anwesenheit der Kugeln bedingte Energieänderung des elektrischen Feldes unabhängig von der Richtung der Kraftlinien und damit auch die scheinbare Dielektrizitätskonstante von der Richtung des Feldes unabhängig, d. h. der Körper muss isotrop erscheinen. Erst wenn man die Kugeln so nahe aneinander rückt, dass sie sich gegenseitig elektrisch beeinflussen können, wird, wenn die Entfernung der Kugelmittelpunkte in drei aufeinander senkrechten Richtungen verschieden gross ist, Energieänderung und scheinbare Dielektrizitätskonstante von der Richtung des Feldes abhängig. Diesen Weg hat aber Lampa nicht eingeschlagen. Er erreicht vielmehr die gewünschte Anisotropie dadurch, dass er, wenn a, b, c, die Zahl der Kugeln auf der Längeneinheit in Richtung der x-, y-, z-Achse bedeutet, die durch ein der x-, y-, z-Achse paralleles Feld auf den Kugeln induzierten elektrischen Dichten proportional setzt mit a^3, b^3, c^3. Die Überlegung, welche zu diesem Ansatze führt, ist nicht frei von Willkür und würde bei einer kleinen Abänderung auch zu einem anderen Ergebnis führen können. D. h. es gelingt zwar auf diese Weise, in der Rechnung scheinbare Anisotropie zu erzeugen, ja sogar zu einem Ansatze zu gelangen, welcher dem der ersten Theorie analog ist, aber die darin vorkommenden Konstanten haben wesentlich verschiedene Bedeutung und hängen von den zwischen den Teilchen gelassenen Zwischenräumen in verschiedener Weise ab, und es bleibt zweifelhaft, ob die gefundene Anisotropie in ihrer Abhängigkeit von den Abmessungen der Teilchen und ihren Zwischenräumen diejenige ist, welche das Experiment ergeben würde, wenn man die Kugeln in die Beeinflussungsnähe bringen würde, die erforderlich ist, um überhaupt scheinbare Anisotropie zu bekommen.

Nun prüfte allerdings Lampa seine Formel durch die Messung der Dielektrizitätskonstante einer Kautschukplatte in ungespanntem Zustande D_u und in gespanntem Zustande D_g, wobei die elektrischen Kraftlinien senkrecht zur Zugrich-

1) Lampa, Wiener Sitzungsberichte **104**, IIa, 681, 1895.
2) Lampa, ebenda 111, IIa, 982, 1902.
3) E. Cohn, Das elektromagn. Feld. Leipzig. Verlag von Hirzel, 1900, S. 107.

tung verliefen. Die Beobachtungen ergaben $D_u = 2{,}263$, $D_g = 2{,}727$. Nach seiner Theorie berechnete Lampa die letztere Grösse zu 2,747. Leider lief aber bei dieser Rechnung ein Schreibfehler unter, indem die dritte Potenz der Zahl 1,075 gleich 1,4223 gesetzt wurde[1]) statt gleich 1,2423. Rechnet man mit diesem richtigen Werte weiter, so findet man den theoretischen Wert für die Grösse D_g gleich 2,548, der mit dem experimentell gefundenen 2,727 nicht übereinstimmt.

Anders verhält es sich mit der ersten Lampaschen Theorie, bei der er sich dreiachsige Ellipsoide in den Ecken eines kubischen Raumgitters aufgestellt denkt. Es wird hier zwar gleichfalls die Annahme gemacht, dass die Ellipsoide sich nicht gegenseitig beeinflussen, aber es wird doch jedes einzelne Ellipsoid die Kraftlinien und damit zugleich die Dielektrizitätskonstanten in einer von der Richtung des äusseren Feldes abhängigen Weise beeinflussen. Lampa findet hier seine Theorie im Einklang mit den Boltzmannschen Bestimmungen der Dielektrizitätskonstanten des krystallisierten und amorphen Schwefels.

Freilich wird man in diesem Falle, wo die Bausteine des Körpers aus den Krystallmolekeln selbst bestehen, streng genommen nicht mehr von einer Doppelbrechung durch anisotrope Anordnung isotroper Teile reden können. Denn es werden in dem Ergebnis auf dasselbe hinauslaufende oder gleichwertige Annahmen sein, ob man den Molekeln die Gestalt eines dreiachsigen Ellipsoides bei konstanter Dielektrizitätskonstante, oder die Gestalt von Kugeln mit drei Hauptdielektrizitätskonstanten zuweist.

6. Tragweite einer allgemeinen Theorie der Doppelbrechung durch anisotrope Anordnung.

Braun wirft die Frage auf nach der Möglichkeit, verschiedene Arten von Doppelbrechung zurückzuführen auf die Doppelbrechung durch anisotrope Anordnung isotroper Bestandteile. Wenn nun auch bis jetzt noch keine zufriedenstellende allgemeine Theorie über diese Art von Doppelbrechung vorliegt, so bestätigen doch die erste Lampasche und meine Theorie der lamellaren Doppelbrechung die Schlüsse die man aus den folgenden allgemeinen Überlegungen zu ziehen geneigt ist.

Solange nämlich die Abstände der aufbauenden Teilchen gegen die Wellenlänge klein sind, kann diese keinen Einfluss haben auf das Verhalten des Mischkörpers. Die scheinbare Dielektrizitätskonstante oder der scheinbare Brechungsexponent kann also nur Funktion sein von den entsprechenden Konstanten der Teilchen und von deren Abmessungen und Abständen. Dispersion kann also nur insofern eintreten, als den Konstanten der Teilchen solche zukommt. Die Art der Doppelbrechung andererseits kann — sofern die Brechungsexponenten der beiden Bestandteile verschieden sind, was sie sein müssen, wenn der Körper nicht isotrop erscheinen soll — nur von der Anisotropie der Anordnung herrühren. Wenn der Körper daher für eine Farbe optisch einachsig erschiene, müsste er es für alle Farben sein. Ich stimme daher Braun zu, dass die Erscheinung der gekreuzten Dispersion nicht auf Anisotropie der Anordnung zurückgeführt werden kann, selbst wenn den aufbauenden Teilchen Dispersion zukäme. Man wird also im allgemeinen den Molekeln der Krystalle nicht bloss Dispersion, sondern auch Anisotropie zuschreiben müssen. Dafür sprechen noch andere Gründe: die Erscheinung der cirkularen Doppelbrechung gewisser Flüssigkeiten und die von Lehmann gefundene der fliessenden Krystalle. In jener Annahme liegt heute um so weniger eine Schwierigkeit, als man von den neueren Elektronenforschungen her weiss, von wie verwickeltem Bau selbst die einfachsten Molekeln sein müssen.

Man wird also eher die Anordnung oder Form des Krystalles auf die Doppelbrechung der Molekeln — d. h. auf das mit ihr gegebene anisotrope Kraftfeld — als umgekehrt die Doppelbrechung des Krystalles auf die Anordnung isotroper Molekeln zurückzuführen haben. Doch wird man im Auge behalten müssen, dass neben der Anisotropie der Molekeln selbst auch die Anisotropie ihrer Anordnung auf die zur Beobachtung gelangende Doppelbrechung Einfluss hat.

Anders verhält sich die Sachlage, wenn man den Teilchen Drehungen um ihren Mittelpunkt gestattet, ein Bild, von dem Braun auch spricht. Dann werden gewiss die Schwingungen, die Resonanz und die Absorption des Teilchens abhängen von den Richtungsunterschieden der Trägheitsachsen des Teilchens gegenüber der Schwingungsrichtung des Feldes, und damit wird auch Dispersion der optischen Konstanten verbunden sein. Dazu ist freilich zu bemerken, dass die für die Optik massgebenden beweglichen Teilchen, wie es besonders das Zeemansche Phänomen nach H. A. Lorentz gelehrt hat, nur die geringe Trägheit der Elektronen besitzen. Doch wäre es immerhin nicht ausgeschlossen, dass im Gebiete der ultraroten Strahlung die Schwingungen der gröberen den Körper aufbauenden Teilchen, d. h. der Molekeln oder Molekularkomplexe, von Einfluss würden.

In gewissem beschränkten Masse wird man daran denken können, die Doppelbrechung durch Zug und Druck auf Doppelbrechung durch

1) Wiener Ber. l. c. 111, 994, 1902.

anisotrope Anordnung zurückzuführen. Dieselbe besitzt nach Wertheim[1]) bei durchsichtigen Körpern eine nur geringe Dispersion, d. h. in erster Annäherung ist der Gangunterschied der beiden polarisierten Komponenten auf einer der jeweiligen Wellenlänge im Körper gleichen Strecke unabhängig von der Farbe. Dementsprechend kennt auch die Neumannsche[2]) Theorie der durch Spannungen erzeugten Doppelbrechung keine Dispersion der Doppelbrechung. Es würde daher auch keine mit der Erfahrung übereinstimmende Theorie möglich sein, welche einem Gesetze der Doppelbrechung durch Anordnung einen mit der Farbe veränderlichen Brechungsexponenten für die Bausteine des Körpers zu Grunde legen wollte. Vielmehr müsste eine von der Dispersion befreite Konstante des Körpers, etwa die Dielektrizitätskonstante für unendlich lange Wellen zu Grunde gelegt werden. Aber auch dann würde eine tiefer eindringende Theorie nicht überflüssig sein, welche die Veränderung der Dielektrizitätskonstanten als die unmittelbare Folge der Veränderung des Kraftfeldes auffasst, welches den Zusammenhalt der Teilchen des Körpers bedingt.

Dass das Wertheimsche Gesetz nicht streng gültig ist, hat neuerdings Pockels[3]) nachgewiesen, der bei Gläsern kleine Beträge der Doppelbrechung in verschiedenem Sinne gefunden hat. Auch hat im hiesigen physikalischen Institut Herr Kämpf[4]), dem es gelang, auch in Metallen Doppelbrechung durch Zug zu erzeugen, bei Silber starke Dispersion der so erzeugten Doppelbrechung gefunden. Diese Erscheinungen fallen dann ganz aus dem Rahmen der durch Doppelbrechung infolge anisotroper Anordnung erklärbaren Thatsachen heraus.

Die wichtigsten Anwendungen der Theorien der Erzeugung von Doppelbrechung durch Anisotropie der Anordnung wird daher im wesentlichen beschränkt bleiben auf diejenigen Fälle, in denen die Voraussetzungen der Theorie wirklich erfüllt sind, d. h. wo die Abmessungen der Bausteine des Körpers von solcher Grösse sind, dass man von einer einheitlichen Dielektrizitätskonstanten sprechen kann. Es bleibt aber dann die Frage zu beantworten, von welchen Abmessungen an das der Fall ist, eine Frage, die natürlich nur das Experiment entscheiden kann. Doch ist Voraussetzung für eine sichere Antwort die Zuverlässigkeit der Theorie. Da diese in dem einfachen Fall der lamellaren Anordnung gewährleistet werden kann, so eignet sie sich besonders zu ihrer Prüfung, deren Reiz gerade in der Erwartung liegt, dass sie für eine bestimmte Feinheit der Verteilung der Schichten nicht mehr bestätigt gefunden wird als Anzeichen dafür, dass die benachbarten Schichten sich in ihren optischen Eigenschaften beeinflussen. Ich denke dabei an eine von Herrn Kirchner[1]) im hiesigen Institut gefundene Farbenänderung von Lippmannschen Schichten, die unter Ausschluss von stehenden Wellen belichtet und entwickelt wurden, eine Farbenänderung, die dadurch zustande kommt, dass die Silberteilchen beim Aufquellen der Gelatine ihren weit unter Wellenlänge grossen Abstand ändern.

1) Vergl. Verdet, Opt. phys. **2**, 369, Victor Masson et fils, Éd. Paris 1872.
2) F. Neumann, Pogg. Ann. **54**, 449, 1841.
3) F. Pockels, Ann. d. Phys. **7**, 771, 1902.
4) F. Kämpf, Ber. d. Kgl. Sächs. Ges. d. W. **56**, 123, 1904.

7. Beziehung der Lamellartheorie zur Newtonschen Mischungsformel.

Zuletzt sei noch auf eine Eigentümlichkeit der Formel hingewiesen, welche für den ordentlichen Strahl in den scheinbar doppelbrechenden geschichteten Körpern gefunden wurde. Sie stimmt nämlich mit der bekannten Newtonschen Mischungsformel überein. Um das einzusehen, subtrahiere man die Gleichung (1) unter Vertauschung ihrer Seiten von der Gleichung (2), man erhält dann:

$$n_0^2 - 1 = \delta_1 (n_1^2 - 1) + \delta_2 (n_2^2 - 1).$$

Führt man hierin statt der relativen Dicken δ_1, δ_2 zuerst die absoluten Dicken, dann die Volumina ein und drückt diese durch die Massen M, m_1, m_2 und Dichten D, d_1, d_2 des Mischkörpers und seiner Bestandteile aus, so erhält man die Newtonsche Mischungsformel in der bekannten Form:

$$M \frac{n_0^2 - 1}{D} = m_1 \frac{n_1^2 - 1}{d_1} + m_2 \frac{n_2^2 - 1}{d_2}. \quad (10)$$

Bedenkt man nun, dass die Newtonsche Mischungsregel sich bisweilen mit den Beobachtungen in besserer Übereinstimmung findet als die Lorenz-Lorentzsche[2]), so lohnt es sich, die folgenden Erwägungen anzustellen.

Man denke sich einen Körper aufgebaut aus annähernd scheibenförmigen Bestandteilen, jedoch in der Weise, dass die Achsen der Scheiben unregelmässig ohne Bevorzugung einer bestimmten Richtung verteilt seien. Die Voraussetzungen der Lorenz-Lorentzschen Theorie sind dann nicht mehr erfüllt, die Voraussetzung der lamellaren Anordnung auch nicht, aber da das Verhalten jenes gedachten Körpers demjenigen eines Körpers ähnlich sein wird, der aus unregelmässig, ohne Bevorzugung einer bestimmten Richtung gelagerten Schichten besteht, und da ferner der Brechungsexponent des

1) F. Kirchner, Ber. d. Kgl. Sächs. Ges. d. W. **54**, 262, 1902; Ann. d. Phys. **13**, 264, 1904.
2) Z. B. bei der Änderung der Dichte durch Zug; s. Pockels, Ann. d. Phys. **7**, 771, 1902.

ordentlichen Strahles auf das Verhalten eines solchen Körpers den bei weitem grössten Einfluss haben muss, so wird die sich ergebende Mischungsformel eine gewisse Annäherung an die Formel (2) bezw. (10) zeigen, und zwar um so mehr, je mehr die aufbauenden Bestandteile in ihrer Form von der Kugel abweichen und sich der Scheibenform nähern. Thatsächlich sind starke Abweichungen von der Kugelgestalt bei den ultramikroskopischen Goldteilchen von Siedentopf und Zsigmondy[1]) beobachtet worden, also in einem Falle, wo man von vornherein keinen Grund zur Annahme der Abweichung von der Kugelgestalt hat.

Mit Rücksicht auf solche Erwägungen dürfte eine Erweiterung der Lorenz-Lorentzschen Theorie anzustreben sein, etwa in der Weise, dass die aufbauenden Bestandteile aus Rotationsellipsoiden, oder auch aus dreiachsigen Ellipsoiden bestehen, deren Achsen gleichmässig im Raume zerstreut sind. Man würde dabei leicht auf der ersten Lampaschen Theorie weiterbauen können. Es würde dann jedem Bestandteil des Mischkörpers noch ein bezw. zwei Formkoeffizienten zukommen, welche aus dem Experiment zu bestimmen wären, so dass die Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten bei verschiedenen Dichten oder in verschiedenen Mischungen gewisse Schlüsse auf die Form der aufbauenden Teilchen — Molekeln oder Molekularkomplexe — zuliessen, immer vorausgesetzt, dass noch eine einheitliche Dielektrizitätskonstante der Teilchen angenommen werden darf; allgemeiner gesprochen würde man dann jedenfalls Schlüsse auf die Art der Ungleichförmigkeit des Kraftfeldes in der Nähe dieser Teilchen ziehen können.

1) Siedentopf u. Zsigmondy, Ann. d. Phys. **10**, 36, 1903.

Physikalisches Institut der Universität Leipzig,
26. Mai 1904.

(Eingegangen 27. Mai 1904.)

Einige Beobachtungen am Schlömilch-Wellendetektor für drahtlose Telegraphie.

Von M. Reich.

In der Elektrotechn. Zeitschr. vom 19. November 1903 beschreibt Herr W. Schlömilch einen neuen Detektor für elektrische Wellen: durch eine kleine Zelle mit Platin- oder Goldelektroden in verdünnter Säure fliesse ein schwacher Strom, so dass sich gerade eine zarte Gasentwickelung an den Elektroden einstellt. Ein in den Stromkreis eingeschaltetes Galvanometer zeigt nun eine Verstärkung des Stromes an, sobald die Zelle von elektrischen Wellen getroffen wird, und zwar ist die Verstärkung um so grösser, je kleiner die Oberfläche der Anode ist. Bei den jetzt von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie gebauten Indikatoren besteht die Anode aus einem Draht von 0,001 mm Durchmesser und ca. 0,01 mm Länge. Die Form und Grösse der Kathode spielt keine wesentliche Rolle.

Eine solch kleine Anode lässt sich leicht folgendermassen herstellen: In ein an einer Stelle zu einer Kapillare verengtes Glasrohr zieht man einen möglichst feinen Platindraht ein, lässt die Kapillare auf den Platindraht zusammenschmelzen und kann dann an einer stark erwärmten Stelle den Platindraht im Glase zu grosser Feinheit ausziehen.[1]) An geeigneter Stelle bricht man das Glasstück durch.

Eine Erklärung des physikalischen Vorganges dieser Detektorwirkung giebt Herr Schlömilch nicht an.

Herr Fessenden, welcher in seinem Indikator[2]) den feinen Bolometerdraht durch eine sehr kleine Flüssigkeitssäule ersetzte, ist schliesslich auf fast dieselbe Form, wie die Schlömilchsche gekommen und erklärt die Wirkungsweise dieses Detektors, Baretters genannt, für vollständig analog der des Bolometerdraht-Detektors[3]): Sobald durch die Welle die Flüssigkeitsschicht an der kleinen Elektrode, an welcher sich ja fast der ganze Widerstand konzentriert, etwas erwärmt, also der Widerstand verringert wird, wächst der das Galvanometer durchfliessende Strom entsprechend an.

Bei einer Wiederholung der Versuche zeigte sich, dass beim Auftreffen von Wellen der Strom in der Zelle leicht auf den 10fachen Wert ansteigen kann. Nimmt man auch an, dass sich die Säure, hier Schwefelsäure, an der kleinen Anode bis auf Siedetemperatur erwärmt, — tatsächlich kann man bei intensiven Wellen an der Anode ein winziges Fünkchen beobachten, — so sinkt doch der Widerstand dadurch nicht auf den 10. Teil.[4])

Folgende Beobachtungen scheinen mir ebenfalls gegen die Anschauung von Fessenden zu sprechen: Statt eines ganzen Wellenzuges benutzte ich bei den Versuchen, um genauer definierte Grössen zu haben, nur eine halbe Welle, gebildet durch die nicht oszillatorische Entladung eines Kondensators. Erfolgt die Entladung durch die Zelle in Richtung des konstanten Stromes, so dass also auch für die Entladung die kleine Elektrode Anode ist, so ist der Ausschlag des Galvanometers klein. Erfolgt die Entladung jedoch im umgekehrten Sinne, so ist der Ausschlag gross und zwar sehr viel grösser, als wenn der Kondensator

1) E. Bose, Schlesische Gesellschaft für vaterländische Kultur, Sitzung am 28. 6. 1900.
2) Elektrot. Zeitschr. **24**, 589, 1903.
3) Electrical World and Engineer 19. Septbr. 1903.
4) F. Richarz, Wied. Ann. **47**, 579, 1892.

direkt durch das Galvanometer entladen wurde. Mit wachsender Spannung am Kondensator nimmt der Ausschlag zu, ebenso mit wachsender Kondensator-Kapazität bei konstanter Spannung, aber nicht proportional diesen Grössen. Für eine bestimmte Entladungsenergiemenge ist vielmehr der Wirkungsgrad, das Verhältnis des Ausschlags zur Entladungsenergie, ein günstigster. Die Ausschläge hängen ausserdem sehr stark von der Anfangsstromstärke ab.[1]) Da diese nach jeder Entladung sich nur sehr langsam einem konstanten Werte nähert, der wiederum von der Intensität der vorhergehenden Entladungen abhängig ist, will ich von der Mitteilung von Zahlen absehen.

All diese Beobachtungen scheinen mir dafür zu sprechen, dass wir es hier lediglich mit einer Depolarisation der Anode zu thun haben. Hätten wir Bolometerwirkung, so könnte niemals die Zelle gewissermassen als Relais wirken, also der Galvanometerausschlag grösser sein, wenn der Kondensator durch die Zelle, als wenn er direkt durch das Galvanometer entladen wird. Nehmen wir Depolarisation an, so ist also nach den Beobachtungen der Integralwert des Depolarisationsstromes kleiner als der des Polarisationsstromes.

a b

Fig. 1.

In Fig. 1 habe ich den zeitlichen Verlauf des Stromes in der Zelle während einer Kondensatorentladung mit einem Duddellschen Oszillographen aufgenommen. Der Entladungsstromstoss, der sich in der Spitze nach unten markiert, hat zwar eine grössere Amplitude, als der darauf folgende Polarisationsstrom, das Integral des letzteren ist aber offensichtlich grösser als das des ersteren. $a-b$ bezeichnet die Strom-Null-Linie. Aus der Neigung gegen diese sieht man, wie erst ganz allmählich wieder der ursprüngliche Polarisationszustand erreicht wird. In Fig. 2 stellt die obere Kurve den Polarisationsstrom der Zelle dar, wenn die Depolarisation durch Wellen geschieht, die von einem Braunschen Geber ausgehen. Die untere Kurve entspricht dem Primärstrom des erregenden Induktoriums. Die Kurvenform des Polarisationsstromes, wie sie hier erscheint, entspricht vollkommen derjenigen eines Stromes, der eine frische Zelle polarisiert.

Fig. 2.

Vielleicht stehen die Vorgänge im Detektor mit der von Herrn Ruer[1]) untersuchten Erscheinung in Verbindung, dass nämlich bei gleichzeitigem Durchgang von schwachem Gleich- und Wechselstrom durch eine Schwefelsäurezelle mit Platinelektroden etwas Platin der Anode als Platinoxydsalz in Lösung geht, wodurch also Sauerstoff an der Anode verschwindet. Die Polarisation wäre danach nach dem Auftreffen der Welle dem Sauerstoffverlust an der Anode entsprechend schwächer, bis der dadurch stärkere polarisierende Strom den ursprünglichen Zustand wiederhergestellt hat. Herr Ruer fand, dass bei einer bestimmten Wechselstromstärke die aufgelöste Platinmenge für einen bestimmten Gleichstrom den grössten Betrag erreichte. Die Detektorempfindlichkeit besitzt ebenfalls, wie bereits erwähnt, für einen bestimmten Gleichstrom bei bestimmter Wellenintensität ein Maximum.

Die Wirkung des Gleichstromes ist nach Herrn Ruer[1]) bei der Auflösung des Platins eine rein chemische, eine oxydierende. Das gleiche gilt für den Detektor. Mit Hilfe zweier weiterer Elektroden, von denen sich die eine dicht unterhalb der Anode befand, konnte die Wirkung des Gleichstroms durch Entwickelung von Sauerstoff oder Wasserstoff unter der Anode unterstützt oder geschwächt werden. Bei

1) E.T.Z. 19. Novbr. 1903.

1) Zeitschrift f. physik. Chemie 40, 81, 1903.

schwachem Gleichstrom zeigte sich hierbei die Entwickelung von Sauerstoff günstiger, bei starkem die Entwickelung von Wasserstoff. Bei sehr kräftigen Wellen bewirkt ebenfalls die Entwickelung von Sauerstoff einen besseren „Wirkungsgrad", bei schwächeren die Entwickelung von Wasserstoff. Es lässt sich also auf rein chemischem Wege die für den günstigsten Wirkungsgrad erforderliche Polarisation einregulieren.

Göttingen, Physikalisches Institut, Abteilung für angewandte Elektrizitätslehre.

(Eingegangen 27. Mai 1904.)

REFERATE.

Elektrotechnik.

Besorgt von Prof. Dr. H. Th. Simon.

Der schnellwirkende Typendrucktelegraph von Siemens & Halske.

In einer der letzten Sitzungen des Elektrotechnischen Vereins zu Berlin führte Herr Wilhelm von Siemens einen neuen schnellwirkenden Typendrucktelegraphen vor; da derselbe verschiedene interessante physikalische Eigentümlichkeiten aufweist, so dürfte eine kurze Beschreibung derselben wohl am Platze sein.

Der Apparat ist ein automatisch wirkender Telegraph, die Telegraphierströme werden also nicht von Hand direkt in die Leitung geschickt, sondern vermittels eines automatischen Senders. Das Telegramm wird mit Hilfe eines schreibmaschinenähnlichen Apparates in Lochschrift auf einem Papierstreifen niedergeschrieben, wobei gleichzeitig die betreffenden Buchstaben in Druckschrift an den Rand des Streifens behufs Kontrolle des gelochten Textes aufgedruckt werden. Figur 1 zeigt ein Stück eines solchen

DER SCHNELLWIRKENDE TYPENDRUCK-TELEGRAPH VON SIEMENS UND HALSKE BEFOERDERT

Fig. 1.

Senderstreifens; zu jedem Zeichen gehören zwei untereinander befindliche Löcher, die durch ihren gegenseitigen Abstand und ihre Stellung auf dem Streifen die verschiedenen Zeichen bestimmen. Diesen 2 Löchern entsprechend werden vermittels des automatischen Senders und eines von einem Elektromotor angetriebenen rotierenden Systems für jedes Zeichen ein positiver und ein negativer Strom in die Leitung geschickt, die dann am empfangenden Ende den Druck des gewünschten Zeichens verursachen. Da sich mechanische Druckvorrichtungen für solch hohe Geschwindigkeit nicht eignen würden, es handelt sich um die Übermittelung von 2000 Zeichen pro Minute, so wurde die chemische Wirkung des Lichtes zur Erzeugung der Buchstaben auf photographisch präpariertem Papier benutzt. Zu dem Zwecke sind die Typen in eine Scheibe in Schablonenform, also durchsichtig, eingraviert. Diese Typenscheibe *T* (Fig. 2) rotiert zwischen dem dicht daran vorbeigeführten photographischen Papierband *P* und einer kleinen Funkenstrecke *F* mit einer Geschwindigkeit von 2000 Umdrehungen in der Minute. Sobald nun bei der Rotation der Scheibe das den entsendeten Telegraphierströmen entsprechende Zeichen sich genau zwischen Papier und Funkenstrecke befindet, wird durch lokale Vorgänge der Funke ausgelöst, durchleuchtet die betreffende Type und fixiert deren Bild auf dem photographischen Papierband. Die Zeitdauer des Funkens ist so kurz, dass selbst bei der hohen Winkelgeschwindigkeit der Type dieselbe noch vollständig scharf zum Abdruck gelangt. Da die Typenscheibe mit ca. 34 Umdrehungen pro Sekunde umläuft und jede Type etwa $^1/_{120}$ des Umfanges dieser Scheibe an Raum beansprucht, so ist ersichtlich, dass der Funke innerhalb einer Zeit von $^1/_{120} \cdot {}^1/_{34}$ also rund $^1/_{4000}$ Sekunde eintreten muss. Damit jedoch das Zeichen auch an der richtigen Stelle des Streifens erscheint, darf der Fehler beim Einsetzen des Funkens $^1/_{40000}$ Sekunde nicht überschreiten. Ausser der Erzielung eines so hohen Genauigkeitsgrades war noch die Aufgabe zu lösen, die Funkenerzeugung so zu gestalten, dass die betreffenden Stromschlusskontakte eine derartig hohe Beanspruchung auch auf die Dauer sicher aushielten. Als zweckentsprechend hat sich folgende Einrichtung gut bewährt. Vor Beginn jeder neuen Umdrehung der Typenscheibe wird ein Kon-

Fig. 2.

densator mit etwa 110 Volt geladen; sobald nun der den Funken auslösende Stromimpuls im Empfänger zustande kommt und die Umwindungen eines Relais, des sogenannten Funkenrelais, durchfliesst, wird die Ankerzunge dieses Relais an den Arbeitskontakt umgelegt und nunmehr entlädt sich der Kondensator über diesen Kontakt und die Primärspule eines kleinen Induktors. Dieser Stromstoss erzeugt sekundär den Funken, welcher dann die gerade in diesem Augenblick zwischen Funkenstrecke und Papier befindliche Type durchleuchtet. Der Stromschluss an den Relaiskontakten geschieht hierbei fast funkenfrei, da im ersten Augenblick die Primärspule als Drosselspule wirkt; bei der Öffnung des Kontaktes entsteht überhaupt kein Funke, da der Kondensator bereits seine Ladung vollständig abgegeben hat. Der Funke wird durch Parallelschaltung einer Leydener Flasche leuchtend gemacht, wobei noch zu beachten ist, dass sowohl der primäre als auch der sekundäre Schwingungskreis des Induktors möglichst frei von Oszillationen sein muss, da sonst die mehrfach auftretenden Funken auch mehrfache Typenbilder erzeugen würden. Der belichtete Streifen läuft alsdann in einem lichtdichten Kasten unter Schwämmen hinweg, die tropfenweise mit dem Entwickler und der Fixierlösung getränkt werden; der gesamte photographische Prozess dauert nur 9 Sekunden. Figur 3 ist eine Reproduktion des Empfangsstreifens in verkleinertem Masstab.

DER SCHNELLWIRKENDE TYPENDRUCK-TELEGRAPH VON SIEMENS UND HALSKE BEFOERDERT

DURCHSCHNITTLICH 2000 ZEICHEN IN EINER MINUTE UEBER EINEN DRAHT UND IN EINER RICHTUNG.-

Fig. 3.

Da sowohl das photographische Papier als auch das Typenrad sich mit gleichförmiger Geschwindigkeit bewegen und bei jeder Umdrehung ein Zeichen auf oben erwähnte Weise gedruckt wird, so sind die Zeitintervalle zwischen dem Druck verschiedener Zeichen ebenfalls verschieden gross; demgemäss würden auch die Abstände zwischen 2 Zeichen ungleich ausfallen. Diesem Übelstande ist dadurch abgeholfen worden, dass die Typen nicht konzentrisch auf einem Kreisbogen angebracht worden sind, sondern auf einer Spirale, und zwar in der Weise, dass die Zeichen sich entgegen der Drehrichtung der Typenscheibe der Peripherie nähern. Fig. 4 giebt schematisch diese Anordnung wieder. Soll beispielsweise *a z* gedruckt werden, so liegen zwischen den beiden Zeichen beinahe zwei volle Umdrehungen der Typenscheibe und auch das Papier ist inzwischen um den Raum von 2 Buchstabenbreiten vorgeschritten; aber der Buchstabe *z* läuft gleichsam auf der Spirale dem Papiere nach und

Fig. 4.

erscheint demnach doch auf der richtigen Stelle des Streifens.

Die rechtzeitige Auslösung des Funkens beim Empfänger vermittels der Telegraphierströme wird auf folgende Weise erreicht. Wie bereits eingangs erwähnt, wird jedes Zeichen durch einen positiven und einen negativen Linienstrom gebildet. Während einer Umdrehung des gebenden Apparates werden also für ein Zeichen diese 2 Impulse durch Vermittelung des gelochten Streifens und einer in 12 voneinander isolierte Segmente geteilten Kontaktscheibe in die Leitung geschickt. Die Stromkombinationen ergeben sich derart, dass der positive Linienimpuls auf die Segmente 1 bis 9, der negative auf die Segmente 3 bis 11 jener Scheibe entfallen kann; es sind somit 45 Zeichenkombinationen möglich.

Beim empfangenden Amte, Fig. 5, durchfliessen die ankommenden Ströme das polarisierte Linienrelais und legen dessen Zunge an den linken oder rechten Kontakt.

Fig. 5.

Es sind ferner 3 Kontaktscheiben vorhanden, von denen jede ebenfalls, ähnlich der Geberkontaktscheibe, in 12 Segmente zerschnitten zu denken ist. Die über den 3 Scheiben rotierenden Kontaktarme sind auf einer von einem Elektromotor angetriebenen gemeinschaftlichen Welle befestigt, die auch die bereits erwähnte Typenscheibe trägt. An die voneinander isolierten Segmente 1 bis 9 der Ladescheibe ist je ein Kondensator angeschlossen, die sogenannten Gruppenkondensatoren. Sobald nun, Synchronismus zwischen Geber und Empfänger vorausgesetzt, der erste (positive) Linienstrom beispielsweise im dritten Zwölftel der Umdrehung einsetzt, so wird sich der über der Ladescheibe rotierende Arm auf dem Isolationsstück zwischen Segment II und III befinden. Die Zunge des Linienrelais wird an den linken Kontakt umgelegt und bleibt daselbst liegen. Sobald nun der Arm an der Ladescheibe bei seiner Weiterbewegung das Segment III berührt, fliesst ein Strom von einem vorher geladenen Hilfskondensator, dem Hochspannungskondensator, über den linken Relaiskontakt nach dem Kondensator III und lädt denselben. Es wird also dem zeitlichen Eintreffen des positiven Linienstromes entsprechend bei einer Umdrehung einer von den 9 Kondensatoren an der Ladescheibe ausgewählt und mit einer Ladung versehen. Der zweite (negative) Linienstrom, welcher das Zeichen endgültig zu bestimmen hat, bewirkt das Umlegen der Linienrelais-Zunge an den rechten Kontakt. Die Entladescheibe, die ursprünglich ebenfalls in 12 Teile zerschnitten zu denken ist, besitzt, ausser im 12., 1. und 2. Zwölftel, kurze voneinander isolierte Kontaktstücke; die Segmente mit gleicher Zahl sind sämtlich untereinander und mit dem Kondensator gleicher Bezeichnung verbunden. In Fig. 5 sind nur die Verbindungen des Kondensators III eingezeichnet; für die übrigen Kondensatoren sind sie leicht in sinngemässer Weise zu ergänzen. Ist nun beispielsweise der Kondensator III vermittels eines positiven Linienstromes an der Ladescheibe geladen worden, so kann derselbe nunmehr im weiteren Verlauf der Umdrehung diese Ladung an 7 verschiedenen Stellen der Entladescheibe wieder abgeben. Die Entladung kann aber erst dann stattfinden, wenn der Kontakt *c* des Anschlussrelais geschlossen ist. Die Schliessung dieses Kontaktes wird durch den negativen Linienstrom verursacht, so dass dessen zeitliches Eintreffen genau diejenige Gruppe der Entladescheibe bestimmt, in welcher sich der vermittels des positiven Linienstromes geladene Kondensator wieder entladen soll. Zur Erzielung des richtigen Zeichens muss jedoch der Kontakt *c* gerade dann geschlossen werden, wenn der Kontaktarm der Entladescheibe sich auf dem isolierten Zwischenstück vor derjenigen Gruppe befindet, in welcher der Kondensator sich entladen soll. Daher wird dieser Kontakt *c* nicht unmittelbar von dem negativen Linienstrom geschlossen, sondern unter Zuhilfenahme einer dritten Scheibe, der Anschlussscheibe. Diese Scheibe besitzt den Zwischenräumen zwischen den einzelnen Gruppen der Entladescheibe entsprechend kurze Kontaktsegmente. Tritt nun beispielsweise der negative Telegraphierstrom im 6. Zwölftel der Umdrehung ein, so wird sich der Kontaktarm der Anschlussscheibe zwischen Segment V und VI befinden. Sobald er nunmehr bei seiner Weiterbewegung das Segment VI berührt, kommt ein Stromstoss zustande vom + Pol der Stromquelle, Arm und Segment VI der Anschlussscheibe, Anschlussrelais-Wickelung, rechten Kontakt und Zunge des Linienrelais, zum Hochspannungskondensator und zum — Pol zurück. Dieser Stromstoss versieht den Hochspannungskondensator mit neuer Ladung und schliesst gleichzeitig den Kontakt *c*, so dass nunmehr der betreffende Gruppenkondensator seine Ladung über diesen Kontakt und das Funkenrelais abgiebt, sobald der über der Entladescheibe rotierende Arm das zugehörige Kontaktstück überstreicht. Dieser kurze Entladungsstrom erzeugt aldann auf die bereits erwähnte Weise mit Hilfe des Funkenrelais den zur Durchleuchtung der Type nötigen Funken. Die Anordnung der Typen auf der Typenscheibe, Fig. 6 (1), entspricht natürlich genau der Gruppierung der Kontakte an der Entladescheibe.

Fig. 6.

Infolge der mehrfachen Anwendung von Kondensatoren bei diesem System ist die Gewähr eines sicheren und schnellen Arbeitens insofern gegeben, als der Kondensator sich in ausserordentlich kurzen Zeiten zu laden und zu entladen vermag; ausserdem besitzt er keine beweglichen, der Abnutzung und steten Wartung

Fig. 7.

unterworfenen Teile. Die Verwendung des Funkens zur Hervorbringung der Zeichen macht komplizierte Mechanismen vollständig überflüssig und sichert dem Apparat eine ausserordentlich hohe Druckgeschwindigkeit.

Da der Empfangsapparat in Synchronismus mit dem Geber umlaufen muss, so ist eine sinnreiche Anordnung getroffen worden, welche selbsttätig sowohl den Gleichlauf herstellt, als auch während des Betriebes aufrecht erhält. Zu dem Zwecke ist die Einrichtung so getroffen, dass über der Ladescheibe nicht nur ein Kontaktarm rotiert, sondern deren 3 (Fig. 7), die um einen geringen Winkelbetrag gegeneinander verstellt sind. Der Stromstoss aus dem Hochspannungskondensator in einen der Gruppenkondensatoren, ausgelöst durch den jeweilig ersten (positiven) Linienimpuls, wird, je nachdem der Empfänger gegenüber dem Geber voreilt oder zurückbleibt, seinen Weg entweder über den Arm z_2 oder z_1 nehmen müssen; hierbei durchfliesst er entweder die Spule 2 oder 1 des polarisierten Regulierungsrelais und legt dessen 3 Zungen r_1 r_2 r_3 gemeinsam entweder an ihre unteren oder oberen Kontakte. An der Relaiszunge r_2 wird nunmehr dem Sinne der Abweichung vom Gleichlauf entsprechend ein kleiner Widerstand w in den Ankerstromkreis des Hauptantriebsmotors ein- oder ausgeschaltet und auf diese Weise kleine Unregelmässigkeiten im Gange der Apparate bei jeder Umdrehung ausgeglichen. Ist der Synchronismus vollkommen, dann sollen die Impulse aus dem Hochspannungskondensator über die mittlere Bürste z_3 fliessen. Infolge der eigenartigen Verbindung dieser Bürste mit der Relaiszunge r_1 und ihren zugehörigen Kontakten wird alsdann erreicht, dass bei jeder Umdrehung des Motors die Relaiszungen r_1 r_2 r_3 einmal umgelegt werden, solange die nach den Gruppenkondensatoren fliessenden Stromimpulse ihren Weg über jene mittlere Bürste nehmen müssen. Demgemäss wird also bei vollkommenem Synchronismus der Widerstand w bei jeder Umdrehung wechselweise entweder ein- oder ausgeschaltet, so dass eine wirksame Regulierung in einem bestimmten Sinne nicht stattfindet. Da der Widerstand w nur verhältnismässig geringe Differenzen auszugleichen vermag, so wurde, um den Apparaten auch einen dauernd synchronen Gang zu sichern, noch folgende Einrichtung getroffen. Die Relaiszunge r_3 schaltet in der aus dem Schema ersichtlichen Weise die Drehrichtung eines kleinen Hilfsmotors um; dieser Motor ist imstande, die Kurbel des Nebenschluss-Regulierwiderstandes nach beiden Richtungen zu verstellen. Da nun aber, wie bereits bemerkt, bei vollkommenem Synchronismus die Relaiszungen r_1 r_2 r_3 bei jeder Umdrehung ihre Stellung einmal wechseln, d. h. also ca. 34 mal pro Sekunde, so zeigt der Hilfsmotor keine ausgesprochene Drehrichtung. Wenn dagegen grössere Abweichungen vom Gleichlauf ein-

Fig. 8.

Fig. 9.

treten, wenn also die Impulse aus dem Hochspannungskondensator während mehrerer Umdrehungen den Arm z_1 oder z_2 durchfliessen und demgemäss auch die Relaiszungen r_1 r_2 r_3 längere Zeit an den oberen oder unteren Kontakten liegen bleiben, dann erst wird der Hilfsmotor eine grössere Verstellung des Nebenschlusswiderstandes bewirken und die Geschwindigkeit des Hauptantriebsmotors im entsprechenden Sinne verändern. Durch diese doppelte Art der Regulierung vermittels des momentan bei jeder Umdrehung wirkenden Widerstandes w und des selbstthätigen Nebenschlussreglers, der erst bei grösseren Abweichungen in Thätigkeit tritt, wird unter Vermeidung jedweder Nachregulierung von Hand ein dauernd synchroner Gang der Apparate erzielt. Zum Schluss sei noch bemerkt, dass die relative Winkelstellung des Empfängers höchstens um 23^0 von der des Gebers abweichen darf, eine recht beachtenswerte Genauigkeit, wenn man die hierbei in Frage kommenden hohen Umlaufsgeschwindigkeiten berücksichtigt.

Fig. 8 giebt ein Bild von der Anordnung des automatischen Senders. Der Motor M treibt eine durchgehende Welle an, welche einerseits den Transport des gelochten Senderstreifens durch die automatische Kontaktvorrichtung K bewirkt, andererseits den über der Geber-Kontaktscheibe rotierenden Kontaktarm trägt und ausserdem an ihrem Ende mit einem Generator D gekuppelt ist. Letzterer soll nur dem Motor M einen gleichmässigen Lauf sichern, da durch diese zusätzliche relativ grosse Belastung die variablen Reibungs- und sonstigen Widerstände beinahe völlig eliminiert werden.

Fig. 9 zeigt ein Bild des Empfängers; der Motor M treibt ebenfalls eine durchgehende Welle an, auf der die über den 3 Scheiben rotierenden Arme befestigt sind. Am Ende der Welle, in der Kammer A befindet sich die Typenscheibe. Die Kästen B und C enthalten die automatische Entwickelungseinrichtung.

Versuche, die von der Firma Siemens & Halske mit diesem neuen System auf mehreren Leitungen der Reichspost angestellt wurden, haben die praktische Verwendbarkeit desselben ergeben.

E. Ehrhardt.

(Eingegangen 5. März 1904.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es wurde ernannt: Dr. O. Ashan zum Professor der Chemie in Helsingfors, Soddy zum Professor der physikalischen Chemie in Glasgow.

Ehrungen: Es erhielt den v. Baumgartnerschen Preis der Wiener Akademie Prof. Dr. W. Kaufmann in Bonn. Professor Brühl, Heidelberg, wurde Ehrenmitglied der Royal Institution of Great Britain. Geheimrat van't Hoff wurde Ehrendoktor der medizinischen Fakultät in Utrecht und gleichzeitig wurde das neu errichtete chemische Laboratorium ihm zu Ehren van't Hoff-Laboratorium genannt.

Es starben: Alex. Williamson, em. Prof. der Chemie am University College in London, 80 Jahre alt, und der Direktor der Sternwarte zu Pulkowa F. A. Bredichin, 73 Jahre alt.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 13. | 1. Juli 1904. Redaktionsschluss für No. 14 am 6. Juli 1904. | 5. Jahrgang.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Neuere Untersuchungen über Radioaktivität.

Von P. Curie.

(Schluss.)

Kondensation der Emanationen von Radium und Thor. — Die Herren Rutherford und Soddy haben entdeckt, dass die Emanationen von Radium und von Thor sich bei der Temperatur der flüssigen Luft verdichten. Ein Luftstrom, der mit Emanation geladen ist, verliert seine radioaktiven Eigenschaften beim Durchgang durch ein Schlangenrohr, welches in flüssige Luft getaucht ist. Die Emanationen bleiben in dem Schlangenrohr kondensiert; sie finden sich im gasförmigen Zustand wieder, wenn man das Schlangenrohr erwärmt. Die Radiumemanation verdichtet sich bei -150^0, die Thoremanation bei einer Temperatur zwischen -100^0 und -150^0. Man kann folgendes Experiment anstellen: Zwei Glasballons, ein grosser und ein kleiner, stehen miteinander in Verbindung; sie werden mit Gas gefüllt, welches durch Radium aktiviert ist. Man taucht den kleinen Ballon in flüssige Luft. Der grosse Ballon wird dann schnell inaktiv, während sich die ganze Radioaktivität in dem kleinen Ballon konzentriert. Unterbricht man dann die Verbindung zwischen den beiden Behältern und entfernt den kleinen Ballon aus der flüssigen Luft, so sieht man, dass der grosse Behälter nicht leuchtet, während der kleinere stärker leuchtet als zu Beginn des Versuches. Das Experiment ist sehr glänzend, wenn man Sorge getragen hat, die inneren Wandungen der Behälter mit phosphoreszierender Zinkblende zu überziehen.

Wenn man einen durch Thor- oder Radiumemanation aktivierten Platindraht zur Rotglut erhitzt, so verliert der Draht den grössten Teil seiner Aktivität. Fräulein Fanny Cook Gates hat gezeigt, dass diese Radioaktivität sich auf die in der Nachbarschaft des Drahtes befindlichen kalten festen Körper überträgt; dieselbe destilliert gewissermassen bei ziemlich hoher Temperatur über und geht durch die Zwischenstufe einer gasförmigen Emanation. Die induzierte Radioaktivität der festen Körper wäre also einer kondensierten Emanation analog.

Induzierte Aktivität infolge Aufenthaltes der Körper in gelöstem Zustande in einer radioaktiven Lösung, Uran *X*, Thor *X*. — Gewisse Körper werden zeitweise aktiviert, wenn sie sich in derselben Lösung mit radioaktiven Körpern befunden haben. Herr Giesel und Frau Curie haben auf diese Weise aktives Wismut hergestellt, indem sie ein Wismutsalz in einer Radiumsalzlösung auflösten. Herr Debierne hat in derselben Weise ein Baryumsalz in einer Lösung eines Aktiniumsalzes aktiviert; das so aktivierte Baryumsalz zeigte gewisse Analogien mit den Radiumsalzen und fraktionierte sich in derselben Weise; durch Krystallisation des Chlorsalzes konzentrierte sich die Aktivität in dem abgeschiedenen Salz.

Man gelangt auch durch verschiedene Prozesse dazu, die Aktivität des Urans mittels chemischer Niederschläge abzutrennen (Crookes, Soddy, Rutherford und Grier, Debierne, Becquerel). Man fügt beispielsweise Baryumchlorid zu einer Lösung von Urannitrat und fällt das Baryum als Sulfat aus durch Zufügen von etwas Schwefelsäure. Das niedergeschlagene Baryumsulfat wird abgetrennt und getrocknet und ist dann radioaktiv; es hat einen Teil der Aktivität des Urans mit sich genommen, denn das Uransalz, welches durch Eindampfen der Lösung zur Trockene zurückgewonnen wird, zeigt sich weniger aktiv als vor dieser Operation. Nach Verlauf einiger Monate hat aber das Baryumsulfat seine Radioaktivität verloren, während das Uransalz seine ursprünglichen Eigenschaften wiedergewonnen hat. Man kann annehmen, dass das Baryumsalz sich bei der Berührung mit dem Uran aktiviert hatte, oder auch dass es einen Teil der Aktivität desselben in einer besonderen Form mit fortgenommen hat. (Uran *X* nach Crookes.)

Die Herren Rutherford und Soddy haben gezeigt, dass, wenn man Thornitrat durch Ammoniak niederschlägt, dann das niedergeschlagene Thoroxyd weniger aktiv ist als gewöhnliches Thoroxyd. Dagegen ist die Flüssigkeit, aus der es ausgefällt wurde, radioaktiv; und dampft man sie zur Trockene ein, so erhält man einen sehr kleinen Rückstand, der aber 2500 mal aktiver ist als das Thorsalz. (Sie nennen den radioaktiven Körper dieses Rückstandes Thor *X*.) Nach Verlauf einiger Wochen hat der Rückstand seine Aktivität verloren, das Thor *X* ist verschwunden, und das niedergeschlagene Thorsalz hat dagegen seine normale Aktivität wieder angenommen. Ausserdem sendet das Thor *X*, solange es besteht, reichlich Thoremanation aus.

Die Herren Rutherford und Soddy nehmen an, dass Uran X und Thor X Zwischenprodukte des Zerfalls von Uran und Thor seien. Das Thor würde z. B. dauernd Thor X erzeugen, dieses würde zerfallen unter Abgabe von Thoremanation, welche ihrerseits sich in induzierte Aktivität umsetzen würde.

Leitfähigkeit der atmosphärischen Luft. Emanation und induzierte Radioaktivität an der Oberfläche des Erdbodens. — Die Herren Elster und Geitel einerseits, Herr Wilson andererseits, haben gezeigt, dass die atmosphärische Luft immer einige elektrische Leitfähigkeit besitzt; diese Luft ist immer in leichtem Masse ionisiert. Diese Ionisierung scheint von vielerlei Ursachen herzurühren. Nach den Arbeiten der Herren Elster und Geitel enthält die atmosphärische Luft immer in sehr geringem Masse eine Emanation, welche der von den radioaktiven Körpern ausgesandten analog ist. In der Luft ausgespannte Metalldrähte, welche auf einem hohen negativen Potential erhalten werden, aktivieren sich unter dem Einfluss dieser Emanation. Auf Berggipfeln enthält die atmosphärische Luft mehr Emanation als in der Ebene oder am Meeresufer. Keller- und Höhlenluft ist besonders mit Emanation geladen. Ferner erhält man sehr emanationsreiche Luft, wenn man durch ein in den Erdboden getriebenes Rohr die dort vorhandene Luft aufsaugt. Die aus gewissen Mineralwässern gewonnene Luft enthält Emanation, während die im Meer- und Flusswasser enthaltene Luft fast emanationsfrei ist.

Die Leitfähigkeit der Atmosphärenluft beruht wahrscheinlich zum Teil auch auf sehr durchdringungsfähigen Strahlungen, welche den Raum durchsetzen, und deren Ursprung unbekannt ist. Endlich ist es wahrscheinlich, dass alle Körper eine leichte Radioaktivität besitzen, und dass die an der Erdoberfläche befindlichen die elektrische Leitfähigkeit der sie umgebenden Luft bewirken.

Zeitkonstanten, welche das Verschwinden der Emanationen und der induzierten Radioaktivitäten charakterisieren. — Wir haben gesehen, dass die radioaktiven Emanationen und die induzierten Radioaktivitäten der festen Körper von selbst verschwinden, und dass das Gesetz, nach welchem sie verschwinden, im allgemeinen ein einfaches Exponentialgesetz ist. Die Strahlungsintensität J ist als Funktion der Zeit t gegeben durch eine Formel von der Form

$$J = J_0 e^{-a},$$

wo J_0 die Anfangsintensität der Strahlung und a eine Konstante ist. Dieses Exponentialgesetz ist vollständig bestimmt durch die Kenntnis einer Zeitkonstanten, welche z. B. in der vorstehenden Formel der reziproke Wert von a sein wird. Man kann auch als Konstante die Zeit annehmen, welche erforderlich ist, damit die Strahlungsintensität auf die Hälfte abnimmt.

Es ist sehr bemerkenswert, dass diese Konstanten unter den verschiedensten Umständen unveränderlich zu bleiben scheinen. So nimmt die Radiumemanation während jeder Periode von vier Tagen um die Hälfte ab, welches auch die Versuchsbedingungen sein mögen, und welches auch die Temperatur sei zwischen -180^0 und $+450^0$; die Schnelligkeit des Verschwindens ist die gleiche, ob die Emanation sich im Gaszustand (bei der Temperatur der Umgebung) befindet oder im kondensierten Zustand (bei -180^0). Die Eigenschaften der Radiumemanation liefern uns also ein unveränderliches Zeitmass, welches unabhängig ist von jeder Übereinkunft über die Einheiten.

Die Zeitkonstanten der Radioaktivität gestatten eine genaue Charakterisierung der Natur der verschiedenen radioaktiven Energien.

Folgende Zeiten sind erforderlich, damit die Aktivität auf die Hälfte ihres Wertes fällt:

für Radiumemanation 4 Tage,
für die Thoremanation 1 Minute und 10 Sekunden,
für Aktiniumemanation einige Sekunden,
für die von Radium induzierte Radioaktivität 1 Stunde (zu Beginn der Entaktivierung), 28 Minuten (für Zeiten über 2 Stunden nach Beginn der Entaktivierung),
für die von Thor induzierte Radioaktivität 11 Stunden,
für die von Aktinium induzierte Radioaktivität 36 Minuten.

So haben die Herren J. J. Thomson und Adam kürzlich gefunden, dass die Emanation des Wassers gewisser Quellen in der Weise verschwindet, dass sie in jeder Periode von 4 Tagen um die Hälfte abnimmt, und dass diese Emanation an festen Körpern eine induzierte Radioaktivität hervorruft, welche in etwa 40 Minuten zur Hälfte verschwindet. Man ist also zu der Annahme berechtigt, dass die in diesen Gewässern enthaltene Emanation von Radium herrührt.

Das gewöhnliche aus Monazitsand gewonnene Thor ist schwach radioaktiv. Das aus der Pechblende gewonnene Thor ist stark radioaktiv (Aktinium-Thor nach Debierne). Die Radioaktivität in beiden Fällen beruht nicht auf der Anwesenheit derselben radioaktiven Substanz, denn die Zeitkonstanten der Emanation und der induzierten Radioaktivität sind verschieden.

Gewisse radioaktive Körper, wie das Aktinium, haben niemals als reine Körper abgeschieden werden können, und man hat sogar

Grund zu der Annahme, dass die untersuchten stark aktiven Körper nur Spuren von ihnen enthalten. Die chemischen Reaktionen der Körper können nicht mit Sicherheit erkannt werden, wenn diese Körper sich nur in gelöstem Zustande befinden, mit anderen Substanzen untermischt. Es tritt dann bei den Ausfällungen ein Mitreissen ein, und die Wirkung der Reagenzien ist nicht diejenige, die man mit reinen Körpern erhalten würde. Die chemischen Reaktionen können also zur Charakterisierung des radioaktiven Körpers nicht mehr dienen; dieser wird dagegen unter allen Umständen charakterisiert sein durch die Zeitkonstante der von ihm ausgehenden Emanation und durch die der induzierten Radioaktivität, die er auf festen Körpern hervorruft.

Natur der Emanation. — Nach Herrn Rutherford ist die Emanation eines radioaktiven Körpers ein materielles radioaktives Gas, welches aus diesem Körper heraustritt. In der That verhält sich die Radiumemanation in vieler Hinsicht wie ein Gas.

Setzt man zwei Glasbehälter miteinander in Verbindung, von denen einer Emanation enthält, während der andere keine enthält, so verbreitet sich die Emanation in den zweiten Behälter, und wenn Gleichgewicht hergestellt ist, so stellt man fest, dass die Emanation sich auf die beiden Behälter im Verhältnis ihrer Volumina verteilt hat. Man kann sogar einen der beiden Behälter auf 350° bringen, während der andere auf der Temperatur der Umgebung verbleibt, und man findet, dass auch in diesem Falle sich die Emanation auf beide Behälter so verteilt, wie es ein vollkommenes Gas thun würde, welches dem Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetz folgt.

Wir haben ferner gesehen, dass die Radiumemanation in die Luft nach dem Diffusionsgesetz der Gase diffundiert, und zwar mit einem Diffusionskoeffizienten, welcher dem der Kohlensäure vergleichbar ist. Endlich verdichten sich die Emanationen von Radium und Thor bei niederer Temperatur wie zu verflüssigende Gase.

Indessen muss doch darauf hingewiesen werden, dass man bisher keinen von der Emanation herrührenden Druck hat beobachten können, und ebensowenig hat man die Anwesenheit eines materiellen Gases durch Wägung feststellen können. Alle unsere Kenntnisse über die Eigenschaften der Emanation verdanken wir Messungen der Radioaktivität. Ebensowenig hat man bisher mit Sicherheit die Erzeugung eines charakteristischen von der Emanation herrührenden Spektrums festgestellt.

Man könnte übrigens die Emanation nicht wie ein gewöhnliches materielles Gas betrachten, denn sie verschwindet von selbst aus einer versiegelten Röhre, in die sie eingeschlossen ist, und die Geschwindigkeit dieses Verschwindens ist absolut unabhängig von den Versuchsbedingungen, besonders von der Temperatur.

Es ist sehr merkwürdig, dass die zahlreichen unter sehr verschiedenen Bedingungen angestellten Versuche, chemische Reaktionen mit Emanation zu erzielen, unfruchtbar geblieben sind. Zur Erklärung dieser Thatsache nimmt Herr Rutherford an, dass die Emanationen Gase aus der Familie des Argon seien.

Auch die folgenden Thatsachen sind schwer zu erklären: Die Radiumemanation verdichtet sich bei —150°. Nun kann man nach Rutherford bei —153° einen dauernden Luftstrom über die verflüssigte Emanation streichen lassen, ohne dass diese mit fortgerissen würde. Indessen muss die Menge der verdichteten Emanation sehr klein sein, und wenn bei —153° der geringste Dampfdruck bestände, so würde die Emanation in einem Luftstrom sofort verdampfen. Des weiteren müsste die Temperatur der Verdichtung durch Abkühlung eine Funktion der in einem gegebenen Luftvolumen enthaltenen Emanationsmenge sein, wofür keine Anzeichen vorhanden sind.

Herr Debierne und ich haben gefunden, dass die Emanation mit äusserster Leichtigkeit durch die feinsten Löcher und Spalten fester Körper hindurch geht, da wo unter denselben Bedingungen die gewöhnlichen materiellen Gase nur mit sehr grosser Langsamkeit sich zu bewegen vermögen.

Herr Rutherford nimmt an, dass das Radium sich von selbst zerstört, und dass die Emanation eines der Produkte seines Zerfalls ist. Herr Debierne und ich haben beobachtet, dass ein festes Radiumsalz die Wände eines lufterfüllten Behälters, in dem es eingeschlossen ist, ziemlich schnell durch die von ihm entweichende Emanation aktiviert. Im Gegensatz hierzu geht die Aktivierung nur mit äusserster Langsamkeit vor sich, wenn man den Behälter vollständig evakuiert; sie tritt übrigens schnell wieder auf, sobald man wieder ein Gas hat einströmen lassen. Indessen verbreitet sich die Emanation viel schneller in einem Gas bei sehr niedrigem Druck als in demselben Gas bei Atmosphärendruck. Man wird also zu der Annahme geführt, dass die Emanation im Vakuum besondere Schwierigkeit findet, aus dem Radium zu entweichen.

Gasentbindung durch Radiumsalze. Heliumbildung. — Herr Giesel hat bemerkt, dass Radiumbromidlösungen beständig Gase in Freiheit setzen. Diese Gase werden besonders von Wasserstoff und Sauerstoff gebildet, und zwar ist das Verhältnis zwischen beiden das gleiche wie beim Wasser; sie können also von der Zersetzung des Lösungswassers herrühren. Die Herren Ramsay und Soddy haben aber

weiterhin in diesen Gasen die beständige Anwesenheit einer kleinen Menge Helium erkannt, welches sie durch sein mit einer Geisslerröhre erhaltenes Spektrum haben charakterisieren können. Die Heliumlinien waren noch von drei unbekannten Linien begleitet.

Ein festes Radiumsalz setzt auch beständig Gase in Freiheit, welche in einem geschlossenen Rohre einen Druck auszuüben vermögen. Auf diese Gasentbindungen lassen sich zwei Unfälle zurückführen, welche sich bei meinen Versuchen ereignet haben. Ein zugeschmolzenes Fläschchen aus dünnem Glas, welches fast vollständig mit ganz trocknem Radiumbromid gefüllt war, ist unter der Einwirkung einer schwachen Erwärmung explodiert. Eine Explosion ist ferner bei trocknem Radiumchlorid eingetreten, welches ich im Vakuum einer ziemlich schnellen Erhitzung bis auf 300^0 unterworfen habe; in diesem Falle sind es anscheinend die mit okkludierten Gasen angefüllten Bruchstücke des festen Salzes gewesen, welche die Explosion hervorgerufen haben.

In dem Augenblicke, in welchem man ein vor längerer Zeit bereitetes festes Radiumsalz in Wasser auflöst, stellt man eine reichliche Gasentwicklung fest.

Die spontane Erzeugung von Helium in einer luftdicht verschlossenen Röhre, welche Radium enthält, ist augenscheinlich eine neue Thatsache von fundamentaler Bedeutung. Die Herren Ramsay und Soddy haben weiterhin Radiumemanation angesammelt und dieselbe mit Sauerstoff unter niedrigem Druck in eine Geisslerröhre eingeschlossen. Sie haben neue Linien erhalten, welche sie der Emanation zuschreiben, und sie haben überdies festgestellt, dass das Heliumspektrum, welches ursprünglich nicht vorhanden war, allmählich in ihrer Röhre entstanden ist. Hiernach könnte das Helium eines der Produkte beim Zerfall des Radiums sein.

Zur Stütze der vorerwähnten Thatsachen kann man an einige von Frau Curie und mir am Anfang unserer Untersuchungen gemachte Bemerkungen erinnern. Wir waren überrascht worden durch die Thatsache der gleichzeitigen Anwesenheit von Uran, Radium und Helium in gewissen Mineralien. Wir haben 50 kg Baryumchlorid, wie es im Handel vorkommt, genommen, welches aus nicht uranhaltigen Mineralien stammt, und wir haben dieses Chlorid einer fraktionierten Krystallisation unterworfen, um zu sehen, ob es Spuren von Radiumchlorid enthalte. Nach langer Fraktionierung war der Hauptteil der Fraktionierung auf einige Gramm reduziert und zeigte sich keineswegs radioaktiv. Das Baryum enthält also Radium nur dann, wenn es aus Uranmineralien stammt. Dieselben Mineralien sind es auch, welche Helium enthalten. Man kann an eine Beziehung von Ursache und Wirkung denken bei der gleichzeitigen Anwesenheit dieser drei Substanzen.

Diese kurze Zusammenstellung der Untersuchungen über die Radioaktivität genügt, um die Bedeutung der wissenschaftlichen Bewegung zu zeigen, welche durch das Studium dieses Phänomens ins Leben gerufen ist. Die erhaltenen Ergebnisse sind geeignet, die Anschauungen zu modifizieren, welche man über die Unverwandelbarkeit der Atome, über die Erhaltung der Materie und die Erhaltung der Energie, über die Natur der Masse der Körper und über die im Raume verbreitete Energie haben könnte. Die grundlegendsten Fragen der Wissenschaft sind also wieder zur Diskussion gestellt. Neben dem theoretischen Interesse, welches sie erwecken, geben die Phänomene der Radioaktivität auch dem Physiker, dem Chemiker, dem Physiologen und dem Mediziner neue Wirkungsweisen an die Hand.

Litteratur-Übersicht.

Uranstrahlung: Becquerel, Comptes rendus, 1896, 1897, verschiedene Notizen. — Frau Curie, Comptes rendus, April 1898. — Rutherford, Phil. Mag. **47**, 109, 1899.

Radioaktive Mineralien: Frau Curie, Comptes rendus, April 1898.

Thorstrahlung: Schmidt, Wied. Ann. **65**, 141, 1898. — Frau Curie, Comptes rendus, April 1898. — Rutherford, Phil. Mag. **47**, 109, 1899. — Owens, Phil. Mag., Oktober 1899.

Poloniumstrahlung: P. Curie und Frau Curie, Comptes rendus, 18. Juli 1898. — Frau Curie, Revue générale des sciences, 30. Januar 1899. — Frau Curie, Comptes rendus, 8. Januar 1900; Doktordissertation, Juni 1903. — Becquerel, Comptes rendus **129**, 1230; **130**, 979 und 1154. — Marckwald, Ber. dtsch. Chem. Ges., Juni 1902 und Dezember 1902. — Becquerel, Comptes rendus, 16. Februar 1903, 27. April 1903 (α-Strahlen).

Radium: P. Curie, Frau Curie und M. Bémont, Comptes rendus, 26. Dezember 1898.

Atomgewicht des Radiums: Frau Curie, Comptes rendus, 13. November 1899, August 1900, 21. Juli 1902; Doktordissertation, 1903; diese Zeitschr. **4**, 456, 1903.

Spektrum des Radiums: Demarçay, Comptes rendus, Dezember 1898, November 1899, Juli 1900. — Giesel, diese Zeitschr. **3**, 578, 1902. — Runge und Precht, diese Zeitschr. **4**, 285, 1903.

Radiumstrahlung: P. und Frau Curie, Comptes rendus, 20. November 1899, 8. Januar 1900, Seite 73 und 76, 5. März 1900 (elektrische Ladung der Strahlen), 17. Februar 1902 (Leitfähigkeit von Flüssigkeiten unter der Einwirkung der Strahlen). — Becquerel, Comptes rendus, 4. und 11. Dezember 1899, 26. Dezember 1899, 29. Januar 1900, 12. Februar 1900, 9. April 1900, 30. April 1900. — Giesel, Wied. Ann. **69**, 91 und 834, 1899. — S. Meyer und V. Schweidler, Wien. Akad., 3. und 9. November 1899, 7. Dezember 1899. — Kaufmann, Nachrichten der k. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, 1901, Heft 2. — Rutherford, Phil. Mag. **4**, 1, 1902.

α-Strahlen von Radium: Rutherford, Phil. Mag., Februar 1903. — Becquerel, Comptes rendus, 26. Januar 1903, 16. Februar 1903, Juni 1903. — Des Coudres, diese Zeitschr. **4**, 483, 1903. — William Crookes (Spinthariskop), Chemical News, 3. April 1903.

Vom Radium entwickelte Wärme: P. Curie und Laborde, Comptes rendus, 16. März 1903. — P. Curie, Roy. Inst., 19. Juni 1903.

Aktinium: Debierne, Comptes rendus, 16. Oktober 1899, 2. April und 30. Juli 1900, 16. Februar und 16. März 1903.

Radioaktives Blei: Giesel, Ber. dtsch. chem. Ges. **34**, 3779, 1901. — Hofmann und Strauss, Ber. dtsch. chem. Ges., **33**, 3126, 1900.
Radioaktivität aller Körper: Strutt, Philos. Trans. 1901, Phil. Mag., Juni 1903. — Mac Lennan und Burton, Phil. Mag., Juni 1903. — Lester Cooke, Phil. Mag., Oktober 1903.
Induzierte Radioaktivität und Radiumemanation: P. Curie, und Frau Curie, Comptes rendus, 6. November 1899. — P. Curie und Debierne, Comptes rendus, 1901 (5 Notizen). — P. Curie, Comptes rendus, 17. November 1902, 26. Januar 1903. — P. Curie und J. Danne, Comptes rendus, 9. Februar 1903 und 2. Juni 1903. — Dorn, Abhandl. Naturforsch. Ges. Halle, Juni 1900. — Rutherford, diese Zeitschr. **2**, 429, 1901 und **3**, 210, 1902. — Rutherford und Fräulein Brooks, Chem. News, 25. April 1902. — Rutherford und Soddy, Journ. Chem. Soc. London, April 1902. — Rutherford, diese Zeitschr. **3**, 254, 1902 und Phil. Mag., November 1902 und Januar 1903. — Rutherford und Soddy (Kondensation der Emanationen), Journ. Chem. Soc. London, 19. November 1902 und Phil. Mag., Mai 1903.
Induzierte Radioaktivität und Thoremanation: Rutherford, Phil. Mag., Januar 1900 und Februar 1900, und diese Zeitschr. **2**, 429, 1901. — Rutherford und Soddy, Journ. Chem. Soc. London, April 1902, und Phil. Mag. 1902, 370 und 569. — Rutherford, diese Zeitschr. **3**, 210 u. 254, 1902, und Phil. Mag., November 1902 und Januar 1903.
Radioaktivität und Ionisierung in der Atmosphäre und im Wasser der Quellen: Elster und Geitel, diese Zeitschr. 1900 und 1901. — Wilson, Proc. Roy. Soc. London, 1901. — Rutherford und Allen, Phil. Mag., 24. Dezember 1902. — Elster und Geitel, diese Zeitschr., **3**, 574, 1902. — Mac Lennan, Phil. Mag. **5**, 419. — Mac Lennan und Burton, Phil. Mag., Juni 1903. — Saake, diese Zeitschr. **4**, 626, 1903. — Lester Cooke, Phil. Mag., Oktober 1903. — J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases, Cambridge 1903.
Von Radium entbundene Gase: Giesel, Ber. dtsch. Chem. Ges. 1903, 347. — Ramsay und Soddy, diese Zeitschr. **4**, 651, 1903.
Physiologische Wirkungen der Becquerelstrahlen, Wirkung auf die Epidermis: Walkhoff, Photogr. Rundschau, Oktober 1900. — Giesel, Ber. dtsch. Chem. Ges. **23**. — Becquerel und Curie, Comptes rendus **132**, 1289.
Wirkung auf das Auge: Giesel, Naturforscherversammlung 1899. — Himstedt und Nagel, Ann. der Physik, **4**, 1901.
Physiologische Wirkungen: Aschkinass und Caspari, Ann. der Physik, **6**, 570, 1901. — Danysz, Comptes rendus, 16. Februar 1903. — Bohn, Comptes rendus, 27. April und 4. Mai 1903.
Lupusbehandlung: Danlos, Soc. de dermatologie 7. Novbr. 1901. — Hallopan und Gadand, Soc. de dermatologie, 3 Juli 1902. — Blandamour, Dissertation, medizinische Fakultät in Paris, 1902.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen März 1904.)

Weitere Versuche über die Entwickelung von Helium aus Radium.[1])

Von Sir William Ramsay und Frederick Soddy.

Die Untersuchung, von der ein vorläufiger Bericht bereits in den „Proceedings" (Band 72, S. 206 u. 208) gegeben worden ist, ist in der Absicht fortgesetzt worden, das Volumen der Emanation festzustellen, welches in gegebener Zeit von einem gegebenen Gewicht Radium in Form von Bromid entwickelt wird, und ebenso die aus der spontanen Umwandelung der Emanation entstehende Heliummenge.

Infolge der nur winzigen Menge Material, die uns zu Gebote stand, war die Untersuchung einigermassen beschwerlich; wir waren jedoch in der Lage, recht übereinstimmende Ergebnisse bei der Messung sowohl des Helium- als auch des Emanationsvolumens zu erzielen. Vorliegende Arbeit giebt eine Beschreibung des angewandten Apparates, der Versuchsmethoden, und die quantitative Beziehung zwischen Radium und seinen Produkten.

Die inaktive Natur der Emanation des Thoriums war der Gegenstand einer Untersuchung von Rutherford und Soddy.[2]) Dieselben kamen zu der Schlussfolgerung, dass „diese ein chemisch inertes Gas ist, welches seiner Natur nach den Gliedern der Argongruppe ähnelt". Und sie fahren fort: „Man kommt ganz natürlich auf die Vermutung, dass die Anwesenheit von Helium in Mineralien und sein beständig gemeinschaftliches Vorkommen mit Uran und Thorium mit ihrer Radioaktivität im Zusammenhange steht." Die Entdeckung war auf diese Weise Gegenstand einer Prophezeiung. Sie erfolgte auf den Versuch hin, das Spektrum der Emanation zu erhalten. In der Annahme, dass das Spektrum, wenn es lichtstark ist, sich würde beobachten lassen, wenn die Emanation mit einem Gase mit einfachem Spektrum gemischt wird, wurden die ersten Versuche in der Weise ausgeführt, dass man die Emanation mit Helium vermischte; es stellte sich jedoch bald heraus, dass das Heliumspektrum das Spektrum der Emanation an Intensität so sehr übertraf, dass dieses gänzlich verdeckt wurde. Versuche über Entfernung der nicht zu der Argongruppe gehörigen Gase aus der Emanation überzeugten uns, dass es in so geringer Menge vorhanden war, dass ganz besondere Vorrichtungen zu ihrer Behandlung nötig wären. Alle Apparate wurden daher in winzigem Massstabe aus Kapillarröhren hergestellt, die weniger als einen halben Millimeter im Durchmesser massen. Annähernde Messungen der Dimensionen des Apparates in Centimetern sind in den Skizzen angegeben.

Fig. 1 ist eine schematische Darstellung des ersten Apparates, der bald beiseite gelegt wurde; es soll nur erwähnt werden, dass ein Versuch gemacht wurde, die Emanation in A aufzuspeichern, welches eine Lösung von mehreren Gramm unreinen, aus sehr unreinem Carbonat erhaltenen Chlorides enthielt, ihr Spektrum sollte in einer U-förmigen Röhre B untersucht werden, die, wie ersichtlich, aus Kapillarrohr bestand, mit Elektroden aus Platin.

1) Vor der Royal Society vorgetragene Arbeit.

2) Phil. Mag. (6), **4**, 581, 1902.

Das Spektrum war das von Kohlenoxyd und -dioxyd.

Versuch 1. Eine kurze Beschreibung dieses Versuches ist bereits gegeben worden.[1]) Zwanzig Milligramm Radiumbromid wurden aufgelöst, indem man im Vakuum abgekochtes Wasser zu den Krystallen in der Röhre A (Fig. 1) einliess, welche vorher mit der Pumpe von aller Luft befreit worden waren. Das Bromid war, wie ein Schreiben des Händlers uns mitteilte, ungefähr $2^1/_2$ Monate vorher in festem Zustande dargestellt worden. Das entwickelte elektrolytische Gas, das die Emanation enthielt, wurde mit der Pumpe aufgesammelt und in den Apparat eingebracht, von dem in Fig. 2 eine schematische Darstellung gegeben ist. Vorher war der ganze Apparat luftleer gemacht worden und hatte man ihn mehrere Male mit Sauerstoff ausgewaschen, der durch die Gasbürette eingelassen wurde. Auch die Emanation wurde in einer Röhre gesammelt, welche für Sauerstoff benutzt worden war, da jeder Stickstoff aus der Röhre entfernt gehalten werden sollte, um so sein schwer zu entfernendes Spektrum zu vermeiden.

Fig. 1.

Das Gas, von dem etwa ein halber Kubikcentimeter vorhanden war, wurde in die Gasbürette durch den umgekehrten Heber A hineingelassen; während der Sperrhahn umgekehrt war, wurde es langsam in die Röhre B eingeführt, welche eine Spirale aus dünnem teilweise oxydiertem Kupferdraht enthielt, und welche vorher luftleer gemacht worden war; während der Einführung des Gases wurde die Kupferspirale durch einen elektrischen Strom auf Rotglut erhalten. Das erzeugte Wasser wurde in der Röhre C absorbiert, welche Phosphorpentoxyd enthielt. Dann wurde Quecksilber in B und C eingelassen, so dass das Gas durch den Hahn D hindurch verdrängt wurde, der hierauf geschlossen wurde. Die Vakuumröhre F war vorher bis zur Phosphoreszenz ausgeglüht worden. Die Vakuumröhre ist in annähernd natürlicher Grösse in Fig. 3 abgebildet; ihre Kapazität betrug ungefähr ein Drittel von der des U-Rohres und der Hilfsröhren. Das Spektrum von Kohlendioxyd war allein sichtbar. Wenn eine Flasche und eine Funkenstrecke eingeschaltet wurden, so bemerkte man beim Vergleiche des Spektrums mit der Flaschenentladung in einer ähnlichen, Kohlendioxyd enthaltenden Röhre eine gelbe Linie in dem von Radium abgegebenen Gase, und ferner eine hellblaue Linie, welche in dem Spektrum des reinen Dioxydes fehlt. Das Heliumspektrum wurde hierauf durch ein Vergleichprisma hineingeworfen, und es blieb kein Zweifel, dass die gelbe Linie wirklich D^3 war. Dadurch, dass die U-Röhre abgekühlt wurde, wurden Emanation und Dioxyd kondensiert, und das Heliumspektrum nahm dann einen bedeutend stärkeren Glanz an. Nach Verlauf einer Stunde wurde die Röhre abgeschmolzen. Die Lage der D^3-Linie wurde mit einer Genauigkeit von $^1/_{10}$ der Entfernung zwischen den beiden Natriumlinien D^1 und D^2 bestätigt.

Versuch 2. Ein zweiter Apparat, der dem ebenerwähnten ähnelt, wurde aus ganz frischem Glase hergestellt, so dass jede Möglichkeit einer Verunreinigung mit Helium ausgeschlossen war; die Beobachtung wurde mit 31,8 Milligramm Radiumbromid wiederholt, welches Herr Prof. Rutherford freundlichst zur Verfügung stellte, und das wenigstens 3 Monate lang in festem Zustande aufbewahrt worden war. Der Apparat wurde, wie dies in den punktierten Linien in Fig. 2 angegeben ist, ein wenig abgeändert, so dass die Entnahme der Gase durch die Pumpe hindurch vermieden werden konnte.

Fig. 2.

1) l. c., S. 206.

Wie früher wurde der ganze Apparat mit Sauerstoff ausgewaschen, und die Kupferspirale wurde in Sauerstoff ausgeglüht, so dass sie oberflächlich oxydierte und der Überschuss an Wasserstoff sowie auch die Bestandteile des zersetzten Wassers behandelt werden konnten.

Nachdem das Gas durch Öffnen der Hähne *GH* eingelassen worden war, erhielt man die Kupferspirale $^3/_4$ Stunden lang glühend. Die U-Röhre wurde hierauf mit flüssiger Luft abgekühlt und der Hahn *D* geöffnet. Dann konnte man die D^3-Linie sehen. In die Röhren *DC* wurde Quecksilber hineingelassen und die Vakuumröhre abgeschmolzen. Sie zeigte nunmehr sowohl das ganze sichtbare Heliumspektrum mit Ausnahme des schwachen am wenigsten brechbaren Rot, als auch die gelben, grünen und violetten Quecksilberlinien. Zwei nicht zu identifizierende Linien wurden gleichfalls gemessen, deren annähernde Wellenlänge 6154 und 5675 waren, und zwar war die erstere schwach, aber deutlich und die letztere ziemlich hell. Die Vakuumröhre zeigte im Dunkeln kein merkliches Leuchten, woraus hervorging, dass die Emanation fast vollständig entfernt worden war. Die U-Röhre wurde hierauf mit der Pumpe in Verbindung gesetzt, die immer noch von flüssiger Luft umgeben war; es liess sich jedoch kein Gas entnehmen; jetzt hatte die U-Röhre wahrscheinlich 2—3mal die Kapazität der Vakuumröhre, und bei der niedrigen Temperatur flüssiger Luft muss fast 20mal soviel Helium in derselben verblieben sein. Sie zeigte im Dunkeln ein helles Leuchten. Der Zugang zur Pumpe wurde hierauf abgeschlossen und die flüssige Luft entfernt. Als man wieder die Verbindung herstellte, beobachtete man im Dunkeln eine Leuchterscheinung; die leuchtende Emanation ging etwas langsam durch die Kapillarröhre hindurch, schnell an den weiteren Verbindungsröhren entlang, wurde hierauf beim Durchgange durch das fest eingesetzte Phosphorpentoxyd gehemmt und füllte schliesslich das Reservoir der Töplerschen Pumpe an. Als man das Reservoir in die Höhe zog, zeigte es sich, dass das glühende Gas einen Bruchteil einer Sekunde lang auf der Quecksilberfläche lag und mit dem fallenden Quecksilber hinabfiel; es verbreitete sich jedoch bald durch Diffusion durch das ganze Reservoir hindurch.

8·0

0·002

0·5

Fig. 3.

Die ausgepumpte Gasblase wurde mit einem Tropfen Pottasche behandelt, wobei ein beträchtlicher Bruchteil absorbiert wurde. Bis zum nächsten Tage hatte das Volumen der Blase zugenommen.

Da alle Emanationsproben das Spektrum von Kohlendioxyd zeigten, dessen Anwesenheit man der Oxydation des Fettes an den Hähnen zuschrieb, wurde ein Apparat konstruiert, bei dem die Benutzung von Hähnen soviel wie möglich vermieden wurde. Die gesamte Emanation von ungefähr 60 mgr Radiumbromid wurde in die Bürette *A* (Fig. 4) eingeführt, wobei das einzige anwesende Gas Sauerstoff war. Von der Bürette aus ging es durch die Kugel *B*, welche eine konzentrierte Lösung von Pottasche enthielt; hierauf ging es durch *C* hindurch, welches mit fester Pottasche angefüllt war und wurde durch Berührung mit dem Phosphorpentoxyd in *D* seiner Feuchtigkeit beraubt. Das Niveau des Quecksilbers im Ventil war bei *E*, so dass die Emanation die Spirale *G* erreichte, welche mit flüssiger Luft abgekühlt war; die gesamte Emanation wurde durch den Zutritt von etwas reinem Sauerstoff aus *A* in die Spirale hineingespült; als dieselbe mit der Pumpe luftleer gemacht wurde, war das Gas nicht leuchtend, woraus hervorging, dass die Emanation in der Spirale fast vollständig zurückgehalten worden war. Hierauf liess man Quecksilber in das Ventil steigen, bis die Kugel *F* gefüllt war; die Verbindung mit der Pumpe wurde hierauf bei *H* zugeschmolzen, und dann liess man die Spirale sich erwärmen. Die Emanation in der Vakuumröhre zeigte ein hellgrünes Spektrum; als man jedoch die Spirale mit Quecksilber anfüllte und die Vakuumröhre abschmolz, wurde das Spektrum von Kohlensäure sichtbar; D^3 war nicht zu sehen.

Am nächsten Tage sah man diese Linie, aber sehr schwach; ihre Stärke nahm von Tag zu Tage zu, und nach 5 Tagen waren sowohl die gelben, grünen und zwei blaue Linien als die violette Linie sichtbar; ihre Identität wurde vermittels eines Vergleichsspektrums bewiesen.

Weitere Versuche wurden noch ausgeführt, bei denen die erhitzte Kupferspirale durch eine Röhre ersetzt wurde, welche ein Stückchen Phosphor enthielt; die Emanation wurde aus

der Kondensationsröhre mit einigen Sauerstoffblasen herausgespült. Die Kugel mit Pottaschelösung wurde behalten, aber die feste Pottasche wurde durch festes Baryumhydroxyd ersetzt. Diese Methode war nicht so wirksam zur Entfernung der Kohlensäure; als man jedoch die Röhre 3 Tage lang aufbewahrte und

Fig. 4.

die Kohlensäure mit flüssiger Luft kondensierte, war D^3 leicht sichtbar, wenn sie auch durch das Spektrum von Kohlenoxyd abgeschwächt war.

Bei zwei Gelegenheiten wurden nacheinander die aus beiden Lösungen von Radiumbromid entwickelten Gase vermengt, nachdem man sie 4 Tage lang sich hatte aufspeichern lassen; man erhielt in beiden Fällen je etwa 2,5 ccm; sie wurden in ähnlicher Weise untersucht. In diesem Falle wurden nur die nicht kondensierbaren Gase untersucht, während man die Emanation zurückbehielt. Während bei der Emanation fast alles in die Vakuumröhre eingebracht werden kann, ist bei permanentem Gase nur ungefähr ein Zwanzigstel für Spektraluntersuchungen brauchbar. Die D^3-Linie des Heliums liess sich nicht feststellen.

Nun kamen die Ferien, und die das aufgelöste Radiumbromid enthaltenden Kugeln wurden mit einem Quecksilberbehälter und mit einem Manometer verbunden, so dass der Druck nicht ansteigen und die Glocken zum Zerspringen bringen konnte. Das Gas sammelte sich 60 Tage lang; seine Zusammensetzung war: Wasserstoff 19,48 ccm; Sauerstoff 10,37 ccm; Stickstoff 1,02 ccm = 30,87 ccm.

Der Stickstoff kam offenbar von Undichtigkeit. Nachdem man ein Viertel seines Volumens Sauerstoff abgezogen hatte, besass das übrige Gas so ziemlich die Zusammensetzung elektrolytischen Gases. Das Aufsammeln erfolgte mit einer Geschwindigkeit von etwa $^1/_2$ ccm pro Tag.

Versuch 3. Der Zweck des Versuches, von dem nunmehr die Rede sein soll, bestand darin, dass die Heliummenge abgeschätzt werden sollte, indem man die Intensität seines Spektrums mit der des Spektrums einer bekannten Menge Helium bei bekanntem Druck verglich.

Dieses Gas brachte man zum Explodieren und erhielt dann einen Rückstand von Stickstoff; es wurde hierauf mit einem grossen Überschuss an Sauerstoff vermengt und bei Anwesenheit von Natriumhydroxyd einige Stunden lang einem Funkenspiel ausgesetzt, um den Stickstoff zu entfernen. Der Sauerstoff wurde hierauf mit Hilfe von Phosphor entfernt, und die übrigbleibende winzige Blase wurde mit einer Sauerstoffblase vermischt, um sie in den Apparat hineinzuspülen, an den die Vakuumröhre festgeschmolzen war. Wie bereits beschrieben, war dieser Apparat von dem in Fig. 2 dargestellten nicht verschieden, nur dass die Röhre mit der Kupferspirale durch eine andere Röhre ersetzt worden war, welche ein Stück Phosphor enthielt, um so den Sauerstoff zu entfernen. Der Phosphor wurde erwärmt und verzehrte den Sauerstoff. Das Gas wurde hierauf vermittels Quecksilber durch eine abgekühlte U-Röhre hindurchgetrieben, und ein Teil erreichte die Vakuumröhre. Der Strom wurde einen Augenblick hindurchgeschickt; dann sah man die D^3-Linie, aber auch Stickstoff war in kleiner Menge vorhanden. Hierauf wurde die Röhre abgeschmolzen.

Das Volumen der Spektralröhre mit der U-Röhre war vorher in der Weise bestimmt worden, dass man sie zwanzigmal mit Luft angefüllt und jedesmal wieder ausgepumpt hatte; nach dieser Messung betrug das Gesamtvolumen 0,310 ccm, und nachdem die U-Röhre abgeschmolzen worden war, wurde dasselbe Verfahren mit der U-Röhre und den Verbindungen ohne die Spektralröhre wiederholt. Auf diese Weise fand man, dass das Volumen der Spektralröhre 0,165 ccm betrug.

Eine ganz ähnliche Spektralröhre aus demselben Glase von derselben Länge wurde an eine Kugelröhre befestigt, von der sie durch Drehen eines Hahnes abgeschlossen werden konnte; die Kugelröhre konnte gleichfalls mit einem Hahn von der Pumpe abgeschlossen werden. Die Kapazität der Spektralröhre sowohl als die der Kugelröhre war bekannt. Eine bekannte Menge Helium wurde in die Kugelröhre und die Spektralröhre vermittels eines umgedrehten Hebers mit 2 Hähnen eingeführt; das Volumen zwischen den Hähnen betrug 0,0268 ccm. Da das Volumen der Spektralröhre mit den Verbindungsröhren 1,68 ccm und das der Kugelröhre 1,25 ccm betrug, wenn das in der Spektralröhre enthaltene Gas sich in die luftleer gemachte Kugelröhre

ausdehnen konnte, wurde das Volumen im Verhältnis 1,68/1,25 + 1,68 oder 0,57 verkleinert. Die Spektralröhre mit dem Bruchteile des Heliums, das sich 60 Tage lang angesammelt hatte, wurde mit der Helium enthaltenden in Serie geschaltet, so dass beide Röhren von derselben Stromstärke durchflossen wurden, und ihre Spektra wurden auf die Helligkeit der D^3-Linie hin verglichen. Es war nötig, den Inhalt der Heliumröhre siebenmal zu teilen, bevor man die D^3-Linie als etwa gleich stark in beiden Spektralröhren ansehen konnte. Wenn man dieses Verhältnis mit dem Volumen des bei atmosphärischem Druck in den Apparat eingelassenen Heliums multipliziert, so ist das Volumen, welches nach Luftleermachen im Apparate verbleibt, gegeben durch:

$$(0,57)^7 \times 0,0268 = 0,000517 \text{ ccm}.$$

Nun war das Volumen der Heliumröhre mit den Verbindungsröhren zufällig so ziemlich 10mal so gross wie das der Spektralröhre allein (1,65 und 0,165); daher enthielt die Spektralröhre 0,000052 ccm oder 0,052 cbmm. Die ganze erhaltene Menge war etwa zweimal so gross oder 0,1 cbmm.

Da ein Liter Helium 0,18 g wiegt (seine Dichte ist zweimal so gross wie die vom Wasserstoff), so wiegt 0,1 cbmm 0,000018 mg. Dieser Betrag ist das Produkt von 50 mg Radiumbromid in 70 Tagen; daher muss ein Gramm Bromid in einem Jahre 0,0022 mg ergeben. Es ist zu erwähnen, dass das Spektrum von Argon anwesend war und dies mag bei dieser Abschätzung ernstlich gestört haben. Ausserdem kann das Helium eingedrungen und im Glase geblieben sein.

Versuch 4. Es erschien angängig zu sein, die Messung des wirklichen Volumens der Emanation in einer feinen Kapillarröhre zu versuchen. In der Annahme, dass jede käufliche Kapillarröhre zu weit sein würde, zogen wir eine sehr enge Röhre aus, welche an ihrem Ende mit einer eingeschmolzenen Elektrode versehen war. Sie zeigte sich jedoch sehr unregelmässig, und die Ergebnisse in Bezug auf das Volumen sind nicht zuverlässig. A ist die Kapillarröhre mit einer in ihr oberes Ende eingeschmolzenen Platinelektrode aus sehr dünnem Drahte; das Gemisch von Wasserstoff und Sauerstoff, welches die Emanation enthielt, wurde in die Explosionsbürette F durch den umgedrehten Heber E eingeführt; etwas feuchte Pottasche war oben in die Bürette eingeschmolzen worden, um aus den Gasen alles etwaige Kohlendioxyd zu entfernen, welches von der Flamme hervorgerufen sein konnte, durch die jeder organische Staub in der Bürette verbrannt wurde. Nachdem die Gase zur Explosion gebracht worden waren, wurde der Überschuss an Wasserstoff zugleich mit der Emanation eine Zeitlang mit der Pottasche in Berührung gelassen. Nachdem der obere Teil des Apparates vollständig luftleer gemacht worden war, wurde die Verbindung mit der Pumpe abgeschlossen, und die zu dem Reservoir der Bürette führende Röhre abgeschnitten; als die Verbindung durch Drehen des Hahnes der Bürette hergestellt wurde, traten Wasserstoff und Emanation in den Apparat. Hierauf wurde flüssige Luft in die äussere weite Röhre C hineingegeben, so dass sie die Röhre B abkühlte, wo die Ema-

Fig. 5.

nation sich kondensierte. Nachdem man das Reservoir der Bürette mehrere Male gehoben und gesenkt hatte, um die Emanation in die Röhre D zu befördern, wurde der Hahn der Bürette geschlossen und der zur Pumpe führende geöffnet. Als wir wieder vorsichtig den Hahn der Bürette geöffnet hatten, liessen wir das Quecksilber aufsteigen und durch die Röhre D mit Phosphorpentoxyd bis nach G gehen; dann wurde das Auspumpen vollendet, bis nicht mehr die geringste Spur einer Blase durch die Pumpe hindurchging. Der zur Pumpe führende Hahn wurde geschlossen und der Hahn der Bürette geöffnet, bis das Quecksilber fast bis an die Röhre D gestiegen war. Als wir das Zimmer verdunkelten, zeigte sich die Röhre D in hellem Glühen; es war sogar möglich, bei ihrem Licht eine Uhr abzulesen. Die flüssige Luft liess man verdunsten; das Reservoir der Bürette wurde gesenkt und sein Hahn geöffnet; durch sanftes Heben des Reservoirs konnte die Emanation in der Kapillarröhre A vollständig gesammelt werden. Das Volumen der Emanation wurde von einem Tage zum andern vermittels eines Ablesungsfernrohres bestimmt. Es zog sich regelmässig zusammen; die Röhre war nach einigen Tagen tief purpur gefärbt und dies erschwerte die Ablesung; man konnte jedoch bei einer hellen

Beleuchtung von hinten das Aufsteigen des Quecksilbers verfolgen. 28 Tage lang wurde kein Versuch gemacht, eine Entladung hindurchzuschicken; nach diesem Zeitraume hatte sich die Emanation bis auf ein Volumen zusammengezogen, das nur 0,1 mm von der Kapillarröhre bei einem Druck von ungefähr 50 mm einnahm, das jedoch sein Leuchten bis zum letzten Augenblick bewahrte, nur dass die beleuchtete Röhrenlänge immer kürzer und kürzer wurde. Wenn man den Quecksilberdampf durch Abkühlen der Kugel *B* mit flüssiger Luft ausfror, so wurde das Heliumspektrum sichtbar und zu gleicher Zeit war die Wirkung des Durchganges der Entladung die, dass in der Kapillarröhre wieder Gas dargestellt wurde.

Nach Abschluss des Versuches wurde die Spitze der Röhre unmittelbar unterhalb des Platindrahtes abgeschnitten und die Kapillardepression bei verschiedenen Niveaus gemessen. Die Kapillarröhre wurde hierauf abgeschnitten und das Volumen durch Auswägung mit Quecksilber bestimmt; sie wurde hierauf durch Verschieben eines Quecksilberfadens unter einem Ablesemikroskop kalibriert. Die schliesslichen Ergebnisse waren:

Zeit	Volumen
Beginn	0,124 cbmm
1 Tag	0,027 „
3 Tage	0,011 „
4 „	0,0095 „
6 „	0,0063 „
7 „	0,0050 „
9 „	0,0041 „
11 „	0,0020 „
12 „	0,0011 „
4 Wochen	0,0004 „

Das verhältnismässig grosse Volumen beim Beginn ist sehr auffällig: wir können es nur anführen; möglicherweise kam es von dem Steckenbleiben des Quecksilbers in der Kapillarröhre, die unten enger war.

Versuch 5. Der vorige Versuch wurde diesmal mit einer regelmässigen Kapillarröhre wiederholt, deren Volumen pro cm 0,24 cbmm betrug. Ihr Kaliber war regelmässig, und die von der Kapillarität herrührende Depression betrug 56,2 mm Quecksilber. Sie wurde ebenso wie die Kugel, in der die Emanation kondensiert werden sollte, bis zum Beginn der Rotglut erhitzt, während ausgepumpt wurde. Die Emanation wurde eingebracht, der begleitende Sauerstoff weggepumpt und der Mantel von flüssiger Luft entfernt. Das Volumen der Emanation wurde sofort bei verschiedenen Drucken abgelesen. Folgende Tabelle giebt die Längen der Kapillarröhre, die entsprechenden Volumina, die nach der Kapillarität korrigierten Drucke und die Produkte aus Volumen und Druck.

Röhrenlänge:	Vol. in cbmm: v	Druck in mm: p	Druck: mal Volum: pv
6,80	0,163	132,4	21,6
2,30	0,0552	333,4	18,4
1,55	0,0372	518,1	19,3
1,20	0,0288	644,8	18,6
0,95	0,0228	765,8	17,5
2,55	0,0612	309,2	18,9
11,90	0,372	55,3	20,6

Der Durchschnittswert des Produktes ist 19,3, und das Volumen beträgt bei normalem Drucke 0,0254 cmm. An demselben Nachmittage wurden zahlreiche Ablesungen vorgenommen, und es stellte sich heraus, dass das Stocken des Quecksilbers in der Kapillarröhre die Feststellung des wirklichen Volumens erschwerte. Da jedoch der Druck zunächst erhöht und hierauf erniedrigt wurde, kann dieser Wert von der Wahrheit nicht weit entfernt sein. Nun ist ein sehr auffälliger Umstand zu erwähnen. Während die Emanation bei dem früheren Versuche sich während ihrer ganzen Lebensdauer zusammenzog, war bei diesem Versuch eine regelmässige Ausdehnung zu beobachten, die zunächst schnell erfolgte und hierauf langsam von Tag zu Tag abnahm. Zwischen 5 Minuten nach 1 Uhr und 7 Uhr, während der Druck konstant auf 55,3 mm erhalten wurde, nahm der Wert von pv von 20,6 bis auf 48,4 zu. Dies war am 20. Januar. Am 21. hatte pv bis auf 71,2 zugenommen und blieb dann den ganzen Tag über so ziemlich konstant; es erschienen 3 kleine Blasen in dem Quecksilberfaden unterhalb des Niveaus der Emanation. Am 22. hatte der Wert von pv bis auf 56,5 abgenommen, und das Volumen der Blasen hatte bis auf 2,7 mm Länge in der Röhre zugenommen. Am 23. nahm die Emanation so ziemlich dasselbe Volumen ein, aber die Länge der Blasen hatte bis auf 4,1 mm zugenommen. Die Anwesenheit dieser Blasen machte das Erzielen korrekter Ablesungen unmöglich, da das „Stocken" des Quecksilbers bedeutend stärker geworden war. Am 25. hatte pv weiter bis auf 51,2 abgenommen, während die von den Blasen eingenommene Länge bis auf 5,5 mm zugenommen hatte. Am 3. Februar hatten sich die Blasen mit der Emanation vereinigt; der Wert von pv war 132,5, und das Volumen des Gases unter normalem Drucke 0,174 cbmm. Am 9. hatte pv bis auf 166 zugenommen, und betrug das Volumen bei normalem Drucke 0,224 cbmm. Schliesslich wurde das Gasvolumen am 12. bei normalem Drucke gemessen; es betrug 0,262 cbmm. Das Niveau des Quecksilbers wurde hierauf erniedrigt und das Gas ausgepumpt; dasselbe zeigte ein glänzendes Heliumspektrum. Die Röhre wurde darauf erhitzt, und das Volumen des absorbierten Gases betrug 0,103 cbmm bei

normalem Drucke; es zeigte auch das Heliumspektrum, aber die Röhre wurde, bevor dies bestätigt werden konnte, durchbohrt.

Diese Ergebnisse sind im Lichte der früheren Versuche einigermassen unerklärlich. Es waren bei dem zweiten Versuche strengere Vorsichtsmassregeln getroffen worden, um die Kapillarröhre von Gas zu befreien, als dies bei dem ersten Versuche der Fall war, und doch traten unter der Quecksilberoberfläche Blasen auf. Vielleicht war es dem Helium wegen der Eigenschaften des Glases, aus dem die erste Röhre gemacht war, möglich, in seine Masse leichter als bei dem zweiten Versuche einzudringen. Aber in jedem Falle ist das erzeugte Volumen von derselben Grössenordnung, wie folgende Betrachtung lehren wird.

Wenn man annimmt, dass die Emanation aus einem bestimmten Bruchteile Radium entsteht, der pro Sekunde zerfällt, so lässt sich dieser Bruchteil aus dem Volumen der Emanation und aus der Ansammlungszeit berechnen. Die Emanation sammelt sich an, bis die Erzeugungsgeschwindigkeit der Geschwindigkeit gleichkommt, mit der das Verschwinden erfolgt, und dann bleibt die Menge konstant. Es möge Q_∞ die Gleichgewichtsmenge und Q_t die nach einer Zeit t vorhandene Menge sein; dann ist

$$Q_t/Q_\infty = 1 - e^{-\lambda t},$$

wobei t in Sekunden ausgedrückt ist und λ eine konstante Grösse ist, welche das Verhältnis ausdrückt, in dem sich die Emanation pro Sekunde verändert, nämlich 1/463,000.[1])

Das angewandte Radiumbromid wog ungefähr 60 mg. Nimmt man an, dass die Verbindung ungefähr ihr halbes Gewicht Radium enthielt (Radium 225; Brom + 2 H_2O 196), so kann man annehmen, dass die Radiummenge ungefähr 0,03 g betrug. Bei dem ersten Versuch betrug die Ansammlungszeit t 8 Tage = 691 · 200 Sek.; Q_t ist daher gleich 0.775 Q_∞. Das bei dem ersten Versuch benutzte Volumen (0,027 cbmm) war das am Ende des ersten Tages vorhandene, und eine Korrektion ist notwendig wegen des in dieser Zeit umgewandelten Betrages. Die nach Verlauf eines Tages übrig bleibende Menge ist 0,83 von der anfänglichen Menge. Das Volumen, 0,027 cbmm, beträgt daher

$$0{,}83 \times 0{,}775\ Q_\infty = 0{,}643\ Q_\infty.$$

Die durchschnittliche Lebensdauer des Teilchens in einem System, in welchem ein konstanter Bruchteil λ der vorhandenen Teilchen jede Sekunde sich umwandelt, ist, wie man darthun kann, gleich $1/\lambda$. Die Gleichgewichtsmenge Q_∞ ist die während der durchschnittlichen Lebenszeit eines Atoms der Emanation hervorgebrachte Menge, oder $Q_\infty = Q_0/\lambda$ = 463,000 Q_0, wo Q_0 die pro Sek. erzeugte Menge ist. Und 0,643 Q_∞ = 297,830 Q_0. Das Volumen von Q_0 ist daher 0,027/297,830 = 0,9 $\times 10^{-7}$ cbmm. So verhält es sich bei 0,03 g Radium; 1 g Radium erzeugt daher 3×10^{-6} Emanation pro Sek.

Da die Emanation den Gasen der Argongruppe an chemischer Trägheit gleicht, so ist ihr Molekül wahrscheinlich einatomig, und ihr Atomgewicht muss zweimal so gross sein wie ihre Dichte, wenn man Wasserstoff als Einheit annimmt. Die Dichte ist nicht genau bekannt; nach Diffusionsversuchen dürfte sie jedoch einen Wert von ungefähr 80 haben. Da das Atomgewicht daher in der Umgegend von 160 liegt, kann nicht mehr als 1 Atom Emanation aus einem Atom Radium erzeugt werden. Um das Verhältnis zwischen der Emanationsmenge und der Menge des erzeugenden Radiums zu bestimmen, ist es nötig, das Volumen zu kennen, welches von Radium in der Form eines einatomigen Gases eingenommen werden würde. Dies beträgt für ein Gramm Radium

$$(2 \times 11{,}2)\ 225 = 0{,}1 \text{ Liter} = 10^5 \text{ cbmm.}$$

Ein Gramm Radium erzeugt 3×10^{-6} cbmm Emanation pro Sekunde, und wenn ein Atom Radium ein Atom Emanation hervorbringt, so ist λ, das sekundliche Umwandlungsverhältnis des Radiums gleich 3×10^{-11}. Daher ist das Umwandlungsverhältnis pro Jahr 9×10^{-4} d. h. etwas weniger als 1 Tausendstel pro Jahr erfährt die Umwandlung. Die durchschnittliche Lebensdauer des Radiumatoms beträgt $1/\lambda$ = $3{,}3 \times 10^{10}$ Sek. = 1050 Jahre.

Beim zweiten Versuch sammelte sich die Emanation 6 Tage lang an und mass 0,0254 cbmm. In diesem Falle ist

$$Q_t = 0{,}647\ Q_\infty = 312{,}060\ Q_0,$$

und $Q_0 = 0{,}81 \times 10^{-7}$ cbmm; $\lambda = 2{,}4 \times 10^{-11}$, und $1/\lambda$ = 1250 Jahre. Der Mittelwert der beiden Versuche ergiebt daher für ein Gramm Radium (Element) $Q_0 = 2{,}85 \times 10^{-6}$ cbmm; Q_∞ = 1.3 cbmm; $\lambda = 285 \times 10^{-11}$ und $1/\lambda$ = 1150 Jahre.

Rutherford und Barnes[1]) haben gezeigt, dass 75 Proz. der gesamten Wärmeentwicklung von Radium, welches seinen Gleichgewichtszustand erreicht hat, von der Emanation und ihren aufeinanderfolgenden Umwandlungsprodukten herrührt. Da ein Gramm Radium 100 Kal. pro Stunde entwickelt (Curie), so geben 1,3 cbmm Emanation 75 Proz. Kal. pro Stunde ab. Die gesamte Wärmemenge H, welche während der vollständigen Umwandlung abgegeben wird, erhält man, wenn man h die Emission pro Sek. mit der durchschnittlichen Lebensdauer der Emanation in Sekunden mul-

1) Rutherford und Soddy: Phil. Mag. (6), 5, 445 u. 576, 1903.

1) Phil. Mag. (6), 7, 202, 1904.

tipliziert, womit man $H = h/\lambda = 9{,}646$ Kal. erhält. Ein Kubikcentimeter Emanation würde daher während seiner vollständigen Umwandlung $7{,}4 \times 10^6$ Kal. abgeben. Ein Kubikcentimeter Wasserstoff und Sauerstoff in dem zur Bildung von Wasser erforderlichen Mischungsverhältnis entwickelt 2,04 Kal. bei der Explosion, d. h. eine Menge, welche 3600000mal kleiner ist als die von einem gleichen Volumen der Radiumemanation abgegebene. Wenn man als Dichte der Emanation den Wert 100 annimmt, so ist das Verhältnis der von gleichen Gewichten Emanation und Wasser abgebenden Energiemengen wie 215000 zu 1.

Die gesamte Menge Energie, welche während der Umwandlung eines Gramms Radium entwickelt wird, erhält man durch Multiplizieren der sekundlichen Energieabgabe mit der durchschnittlichen Lebensdauer des Radiumatoms in Sek.; sie ist 10^9 Kal. Die bei der Bildung eines Gramms Wasser entwickelte Energie beträgt $3{,}8 \times 10^3$ Kal., daher ist das Verhältnis wieder ungefähr wie 250000 zu 1.

Das Volumen von Q_∞, der Gleichgewichtsmenge Emanation, welche von einem Gramm Radium erzeugt wird, wurde von Rutherford[1]) theoretisch nach der sekundlichen Energieabgabe des Radiums und nach der Energie der Partikel bestimmt, die aus ihrer Masse und Geschwindigkeit berechnet wird. Mit Hilfe gewisser zu erörternder Annahmen kam er zu dem Schlusse, dass Q_∞ zwischen 0,6 und 0,06 cbmm liegen muss. Der grösste Wert, der ungefähr halb so gross ist wie der von uns gefundene Experimentalwert, war auf der Annahme basiert, dass die gesamte, und der kleinste Wert auf der Voraussetzung, dass nur ein Zehntel der Zerfallsenergie sich in der kinetischen Energie der fortgetriebenen Partikel kundgiebt. Es wurde ferner angenommen, dass jedes Atom bei jedem Zerfall, der, wie bekannt, von α-Strahlung begleitet ist, nur eine Partikel von sich giebt. Wenn mehr als eine Partikel bei jedem Zerfall abgegeben wird, so muss die theoretische Abschätzung dementsprechend kleiner werden. Da der Experimentalwert grösser ist als der Maximalwert der theoretischen Abschätzung, so folgt daraus, dass jetzt direkte experimentelle Gründe vorhanden sind zur Annahme:

1. dass nur eine Partikel bei jedem Zerfall vom Atom ausgesandt wird;

2. dass der grösste Teil der Zerfallsenergie in Form von kinetischer Energie der α-Strahlung auftritt;

3. dass die Emanation ein einatomiges Gas ist.

Es ist nicht zu vergessen, dass der Experimentalwert notwendigerweise ein Maximalwert ist; denn wenn in der Emanation irgendwelche Verunreinigung vorhanden wäre, so würde diese das gemessene Volumen erhöhen.

1) Nature 1903, 20. August.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 15. Mai 1904.)

Kinetische Theorie und Radioaktivität.

Von Emil Bose.

Zu einer Zeit, wo die Physik im Zeichen so tief eingreifender Entdeckungen steht, unter deren Wucht bisher invariante Begriffe wie der des Atoms zu fliessen beginnen, dürfte es vielleicht nicht gänzlich ohne Interesse sein, aus den Lehren der kinetischen Theorie eine Folgerung zu ziehen, welche, so selbstverständlich sie sich ergiebt, doch zur Zeit der Entwickelung der kinetischen Theorie nicht gezogen wurde lediglich aus dem Grunde, dass man von irgendwelchen Manifestationen der den Atomen selbst innewohnenden Energie bis dahin nichts wusste. Der Begriff des Atoms war der von etwas absolut Stabilem und man konnte nicht ahnen, dass einmal eine Zeit kommen werde, in welcher sich ein eventueller Energieinhalt der Atome würde dokumentieren können. Diese Zeit ist nunmehr allem Anscheine nach da[1]) und es steht nichts mehr im Wege, die früher gegenstandslose Folgerung zu ziehen. Knüpfen wir einmal an Boltzmanns „Vorlesungen über Gastheorie“ an, wo in Band 1, Seite 57 die Formel für das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstanter Temperatur gegeben ist:

$$\gamma_p/\gamma_v = 1 + \frac{2}{3(1+\beta)}.$$

Darin bedeutet β das Verhältnis des Zuwachses der inneren Energie der Molekel zu dem gleichzeitigen Zuwachse der kinetischen Energie der fortschreitenden Bewegung der Molekel. Ist dieses Verhältnis Null, so erfährt die innere Energie des Moleküles bei Temperatursteigerung keinen Zuwachs, ein Fall, der nur eintreten kann, wenn das Molekül einatomig ist. In der That ergiebt sich für einatomige Gase wie Quecksilberdampf dann der Wert $1 + 2/3 = 1{,}66\ldots$ als Verhältnis der spezifischen Wärmen, und man hat weiterhin bei den inerten Edelgasen aus dem gleichem Werte von γ_p/γ_v auf die Einatomigkeit dieser Gase geschlossen, ein Verfahren, das durch die vorzügliche Einordnung dieser Gase ins periodische System der Elemente seine Rechtfertigung erfahren hat. $\beta = 0$ sagt also einfach aus, dass bei Temperatursteigerung die innere Energie eines Atoms keinen Zuwachs erfährt. Dies bedeutet aber keineswegs, dass die innere Energie eines

1) Wenngleich auch die Ansicht Vertreter findet, dass die Atome der radionellen Stoffe nur als Energietransformatoren fungieren, wie das z. B. sonst bei der Temperaturentwicklung angenommen wird.

Atoms nunmehr Null sein müsse, sondern vielmehr, dass dieselbe jeden beliebig grossen, aber von der Temperatur unabhängigen Wert haben kann. Wir können also jetzt als Folgerung von der kinetischen Theorie aussprechen, dass die innere Energie eines Atomes keinen Temperaturkoeffizienten besitzt.[1]) Diese Folgerung, welche man schon längst hätte ziehen können, hatte bisher keinen Wert, da man keinerlei Kundgebungen der inneren Atomenergie kannte. Nunmehr liegt die Sache anders; wir wissen, dass es sich bei den Substanzen, welche Becquerelstrahlen aussenden, sehr wahrscheinlich um Energiemengen handelt, die aus dem Atome selbst stammen und dass wir danach die Atome als verhältnismässig sehr grosse Energiereservoire anzusehen haben. Nach den eben angestellten Überlegungen müssen wir nun sagen, dass ein Atom ein beliebiges Energiequantum repräsentieren kann, dass dieses Quantum aber unabhängig sein muss von der Temperatur. Und hier haben wir jetzt direkt eine Folgerung der kinetischen Theorie, welche sich an den radioaktiven Substanzen prüfen lässt und bewährt findet. Die Becquerelstrahlung eines Radiumpräparates beispielsweise ist weitgehend unabhängig von der Temperatur, sowohl in flüssiger Luft als auch beim Erwärmen bleibt die Strahlung dieselbe. Was man an Abweichungen von diesem Verhalten hat konstatieren können, erweist sich bedingt durch den Emanationsgehalt der Präparate. Bei extrem niederen Temperaturen wird die Emanation verflüssigt, also in der Nähe des Präparates angereichert, wodurch für kurze Zeit nach dem Herausnehmen aus dem Kältebade der Effekt verstärkt erscheint, andererseits findet bei längerem Erhitzen auf sehr hohe Temperaturen ein Verjagen des Emanationsgehaltes aus dem Präparate statt. Dies hat eine zeitweilige Schwächung des Präparats zur Folge, indem sich erst der normale Gehalt an Emanation wieder herstellen muss. Deutlicher tritt die Unabhängigkeit der Atomenergie von der Temperatur in Erscheinung dadurch, dass die Konstante des zeitlichen Abklingens der Aktivität der Radiumemanation die gleiche ist für -180^0 wie für $+450^0$. (Vergl. diese Nummer Seite 346, 2. Kol., oben.)

Diese Beziehung der kinetischen Anschauungen zur Radioaktivität dürfte zu einer Zeit, wo die neue Erscheinungswelt uns noch so unendlich viel des Neuen und Rätselhaften bietet, vielleicht als ein kleiner bescheidener Beitrag nicht völlig des Interesses entbehren.

1) Bewiesen ist der Satz von der Unabhängigkeit der Atomenergie von der Temperatur damit genau genommen nur für die Atome der sog. einatomigen Gase, bei denen das Atom mit dem Molekül identisch wird, doch wird die Erweiterung des Schlusses auf andere Atome wohl keine allzu gewagte Hypothese sein, da sie mit den Thatsachen im Einklang bleibt.

(Eingegangen 10. Juni 1904.)

Einige Beobachtungen über die radioaktive Substanz im „Fango".

Von Franz Müller.

Vor kurzem haben die Herren Elster und Geitel die interessante Beobachtung mitgeteilt[1]), dass die Verbreitung der radioaktiven Stoffe in der Erdrinde keine gleichmässige ist, sondern dass gewisse Bodenarten besonders reich daran sind. In dem sogen. „Fango" fanden sie ein besonders stark radioaktives Material und erzielten durch verschiedene chemische Methoden eine Anreicherung der radioaktiven Substanz um das 150fache. Der Fangoschlamm ist ein vielfach und mit gutem Erfolg angewandtes Heilmittel, das besonders in Umschlägen bei verschiedenen Erkrankungen eine anderen Schlammarten überlegene Heilwirkung entfalten soll. Die Herren Elster und Geitel äusserten daher die Vermutung, dass „diese Heilwirkung vielleicht mit Reizerscheinungen der Haut durch die radioaktive Substanz in Zusammenhang gebracht werden dürfe", indem diese die Wärmewirkung wirksam zu unterstützen vermöge, da ja bekanntlich die Becquerelstrahlen starke Hautreizung hervorrufen.

Lag es schon aus diesem Grunde auch in medizinischem Interesse, die Radioaktivität des Fango weiter zu studieren, so fiel eine von den Herren Elster und Geitel ausgehende und dahinzielende Anregung[2]), die mir durch die Herren Professor R. Börnstein und Kollegen W. Caspari freundlichst übermittelt wurde, um so mehr auf vorbereiteten Boden, als beim Studium der Einwirkung des Hochgebirgs- und Seeklimas auf den menschlichen Organismus die elektrischen Verhältnisse der Atmosphäre mit in die Untersuchung einbezogen waren[3]), und die Handhabung der Apparate mir daher nicht unbekannt war. Aus diesen Gründen habe ich mich gern dieser interessanten Aufgabe unterzogen. Sie sollte aber gleichzeitig die Vorbereitung zu weiteren physiologischen Versuchen mit radioaktiv gemachter Luft sein, wie sie seit längerer Zeit von den Herren Aschkinass und Caspari im Zuntzschen Institut ausgeführt werden.[4]) Während die physiologische Untersuchung noch einige Zeit in Anspruch nehmen dürfte, sollen im folgenden in der Hauptsache die physikalischen Beobachtungen mitgeteilt werden.

1) Diese Zeitschrift 5, 11—20, 1904.

2) Die Herren hatten auch die ausserordentliche Liebenswürdigkeit, mir mehrere Apparate zur Verfügung zu stellen und mich während der Dauer der Versuche durch ihren Rat fortdauernd aufs freundlichste zu unterstützen, wofür ich ihnen herzlichst danke.

3) W. Caspari, diese Zeitschrift 3, 521, 1902, A. Loewy und Franz Müller, ebenda 5, 290—294, 1904.

4) E. Aschkinass und W. Caspari, Pflügers Archiv 86, 603, 1901. — W. Caspari, Zeitschrift für diät. u. physik. Therapie 8, 1904/05.

Sie können zwar nicht als erschöpfend gelten, sondern mögen nur als Fortsetzung der Versuche der Herren Elster und Geitel betrachtet werden.

I. Messung der Leitfähigkeit der Luft des Fangokellers.

Zunächst erschien es am einfachsten, die Luft des Raumes, in dem die radioaktive Substanz, der Fango, lagert, auf ihre elektrische Leitfähigkeit hin zu untersuchen.

Der Fango ist, wie wohl bekannt, ein feiner Schlamm, der sich um die Sprudelthermen von Battaglia in der oberitalienischen Tiefebene ansammelt und dort abgestochen wird. Nach Trocknung wird er nach Deutschland transportiert und in Berlin im Keller der Fangokuranstalt in Mengen von 50—100000 Kilo in zwei Lattenverschlägen aufbewahrt. Der Keller selbst ist 13,5:16,5 m gross, liegt 2,8 m unter dem Strassenniveau, hat einen durch eine breite Tür vermittelten Zugang direkt von der Treppe her und an zwei Seiten zahl-

Tabelle I.

Lauf. Versuchs-Nr.	Datum	Ort mit genauer Bezeichnung, wo der Apparat aufgestellt war	Bemerkungen, wie lange der Keller nicht gelüftet war etc.	$E-$	$E+$	$a-$	$a+$	Potentialabfall pro Stde. in Volt $-$	Potentialabfall pro Stde. in Volt $+$	Sonstige Bemerkungen
1	1. II. 04	Fangokeller, in dem grossen Kellerraum etwa je 3 m von den Verschlägen entfernt	Keller war seit Monaten nicht gelüftet, dagegen steht die Thür zur Treppe immer offen, deutlicher Luftzug vom hinteren Kellerraum nach der Treppe hin ins Freie	4,125	4,705	0,905	1,032	68,0	76,8	Am Morgen desselben Tages in meiner Wohnung (III. Stock), Potential-Abfall pro Stunde in Volt, positive Ladung 7,2 Volt
2	"	Fangokeller, in dem grösseren Verschlag bei offener Thür, von dem Fangohaufen ca. $^1/_2$ m entfernt		6,079	4,088	1,333	0,896	100,0	69,2	
3	2. II. 04	Fangokeller, in dem grossen Kellerraum etwa je 3 m von den Verschlägen entfernt	Keller war seit Monaten nicht gelüftet, die Thür zur Treppe ist offen, deutlicher Luftzug von hinten nach oben ins Freie	3,834	2,975	0,841	0,653	58,8	45,6	Vor Beginn der Messungen: Bestimmung ohne Zerstreuungskörper im Keller. Potentialabfall pro Stunde in Volt, negativ 3,2, positiv 0 Volt
4	"	Fangokeller, am Ausgang nahe der Treppe, in merklichem Luftzug nach oben		3,970	4,490	0,871	0,985	64,8	70,4	
5	"	Fangokeller, in dem kleineren Verschlag, direkt auf dem Fangohaufen		11,384	10,593	2,496	2,323	164,4	152,4	
6	4. II. 04	Fangokeller, in dem grossen Kellerraum, etwa je 3 m von den Verschlägen entfernt	Der Keller war 3 Tage lang gelüftet: Alle Fenster stehen noch auf, starker Luftzug	2,127	3,376	0,466	0,740	34,8	52,0	
7	"	Fangokeller, in dem grösseren Verschlag, der 3 Tage lang offen stand.	Fenster geschlossen	2,376	2,746	0,521	0,602	39,2	47,6	
8	"	Fangokeller, in dem kleineren Verschlag, direkt auf dem Fangohaufen	Fenster geschlossen	10,750	10,159	2,357	2,228	162,8	150,0	Ebenda sofort danach ohne Zerstreuungskörper. Potentialabfall pro Stunde in Volt negativ 8,4, positiv 8,0
9	"	Sofort darauf im II. Stock des Hauses in einem schlecht gelüfteten Zimmer		1,699	0,993	0,373	0,218	31,2	20,4	
10	6. II. 04	Fangokeller, in dem grossen Kellerraum, etwa je 3 m von den Verschlägen entfernt, Thür des kleineren Verschlags geöffnet	Keller war wiederum dauernd gelüftet	19,405	2,386	4,255	0,523	279,6	43,6	Ebenda kurz zuvor ohne Zerstreuungskörper. Potentialabfall pro Stunde in Volt negativ 3,2, positiv 7,2
11	23. II. 04	Direkt vor der offenen Thür des kleineren Verschlags	Keller war 17 Tage nicht gelüftet, aber die Thür zur Treppe ist offen, deutlicher Luftzug nach oben	8,661	7,119	1,899	1,561	137,6	114,4	Ebenda kurz zuvor ohne Zerstreuungskörper, nachdem der Apparat mehrere Stunden in der Glocke (s. später) gewesen. Pot.-Abfall pro Stde. in Volt negativ 26,4, positiv 13,6

reiche breite Fenster, die sich nach den zwei Strassenfronten öffnen lassen In dem Keller lagert dicht am Eingang so lange, bis er abgefahren wird, der einmal gebrauchte Fango, an der Ecke des Kellers befindet sich für den frischen Fango ein grösserer Verschlag von 4,5 qm und im hinteren Kellerraum ein ebensolcher kleinerer von 4,5 m Tiefe und etwa 3 m Breite. Beide Verschläge reichen bis fast an die Decke des über 3 m hohen Raumes. Ausserdem stehen in den hinteren Teilen des Kellers der Elektromotor etc. zum Antrieb des Fahrstuhls und zwei Kesselanlagen für die Heiz- und Wasserversorgung, sowie Kohlenablagen. Die Beleuchtung geschieht durch elektrisches Glühlicht. Die Tür zur Treppe ist dauernd geöffnet.

Zur Zeit, als ich die Versuche begann, waren die Fenster des Kellers mehrere Monate lang nicht geöffnet worden. Trotzdem durfte ich doch nicht von vornherein hoffen, Zerstreuungswerte von der Grösse zu finden, wie sie Elster und Geitel in der Baumannshöhle und in ganz abgeschlossenen, längere Zeit nicht gelüfteten Kellerräumen gefunden haben, da infolge Erwärmung der Luft in der Umgebung der Kessel ein dauernder Luftzug von hinten nach vorn und oben zur Treppe hin herrschte. Die nebenstehende Tabelle I [1]) enthält die diesbezüglichen Beobachtungen.

Die Versuche 2, 5, 8 und 11 der Tabelle zeigen, dass die Leitfähigkeit der Luft an den Stellen des Fangokellers besonders erheblich war, die sich in nächster Nachbarschaft der Fangohaufen befanden. Mitten in dem Kellerraum oder nahe der Treppe waren die Werte allerdings immer noch erheblich höher als in demselben Hause in einem Zimmer des 3. oder 4. Stockwerks. (Versuch 9 und Tab. II.)

Tabelle II.

Normalversuche im Zimmer (II. Stock)

Potential-Abfall pro Stunde in Volt

Laufende Versuchsnummer	Datum 1904	—	+
37	29. II.	14,4	12,4
38	1. III.	18,0	13,2
39	2. III.	18,8	16,8
40	7. III.	10,8	
41	8. III.	21,2	
42	9. III.	11,3	
43	12. III.	21,6	
44	17. III.	24,6	

Sie waren grösser, wenn der Keller nicht gelüftet war, als nach ausgiebiger Ventilation (Versuch 1, 3, 4 zu 6 und 7). Dabei sind a_+ und a_- nicht erheblich verschieden; nur in Versuch 10 zeigte sich eine bedeutende negative Unipolarität, für die kein anderer Grund gefunden werden konnte, als dass diese Bestimmung in nächster Nähe der offenen Tür des zuvor lange Zeit verschlossen gewesenen kleineren Fangoverschlags gemacht und die Luft aus ihm durch den Luftzug direkt nach dem Apparat hingeführt wurde.

Aus den Versuchen geht somit zunächst hervor, dass die Luft des Fangokellers eine erhöhte Leitfähigkeit besitzt, die ansteigt, wenn der Keller längere Zeit nicht gelüftet ist. Es fragt sich, ob wir in dem im Keller lagernden Fango den Grund für die Erhöhung der Leitfähigkeit der Luft zu suchen haben: Wie mir scheint, ergiebt die Betrachtung der Versuche, dass zwar ein geringer Anteil auf die erhöhte Leitfähigkeit jeder Kellerluft als solcher bezogen werden muss, dass aber die deutliche Steigerung an den den Fangohaufen zunächst gelegenen Stellen doch darauf hinweist, dass die diesem Material entstammende Emanation einen viel erheblicheren Einfluss auf die Leitfähigkeit der Luft ausübt, als die Bodenbeschaffenheit des Kellers selbst. Dass keine höheren Werte erhalten werden, erklärt sich unschwer aus dem hohen Feuchtigkeitsgrad der Luft, bedingt durch die Kesselanlagen und daraus, dass, wie erwähnt, im Keller dauernd Zugluft herrschte.

II. Bestimmung der Leitfähigkeit der Luft, die aus dem Fango direkt ausgesaugt wurde.

Die Versuchsanordnung entsprach ziemlich genau der kürzlich [1]) von Börnstein beschriebenen (siehe folgende Skizze).

Fig. 1.

In den etwa 1 m hohen Fangohaufen des kleineren Verschlages wurde ca. 3/4 m tief ein

1) In der Tabelle bedeutet $E = 100 \, . \log \frac{Vo}{V}$ und $a = \frac{E}{15 \, . \, 0{,}4343 \, . \, (1 - n)}$, worin Vo die in Volt ausgedrückte Ladung des Elektroskops bei Beginn der Messung V dieselbe 15 Minuten später, E die in 15 Minuten vom Zerstreuungskörper neutralisierte Elektrizitätsmenge, n das Verhältnis der Kapazitäten des Elektroskops ohne und mit Zerstreuungskörper ausdrückt. Unter Potentialabfall ist die Differenz der Ladungen pro Stunde in Volt zu verstehen, wobei der Potentialabfall bei den Bestimmungen ohne Zerstreuungskörper in Abzug gebracht wurde.

1) Börnstein, diese Zeitschrift 5, 20, 1904.

20 cm weites Zinkblechrohr eingetrieben. Dieses besitzt bis zu $^1/_2$ m Höhe zahlreiche kleine Löcher, ist oben durch einen mit Glasrohr versehenen Kork verschlossen und läuft unten in eine Spitze aus. Es ist vermittels Gummischlauchs mit einem anderen Rohr verbunden, das in eine etwa 10 l fassende Glasglocke von 45 cm Durchmesser führt. In demselben Stopfen befindet sich ein in ein dünnes Glasrohr eingefügter, durch Schellack gut isolierter Kupferdraht zum Laden des Elektroskops. Die Glocke steht auf einem unten durchbohrten Holzteller. Die Bohrung trägt ein gebogenes Glasrohr, das bis kurz unter den Stopfen in einen etwa 20 l fassenden Ballon hineinreicht. Ein zweites den Stopfen durchbohrendes Rohr geht vom Boden des Ballons zu einer heberartigen Rohrleitung. Die innere Wand der Glocke, in der der Zerstreuungsapparat ohne Schutzcylinder und Deckel steht, umgiebt in ihrer ganzen Höhe ein Drahtnetz, das durch Kupferdraht mit den Wasserleitungsröhren verbunden und so zur Erde abgeleitet ist. Das ganze System wird durch Glaserkitt luftdicht verschlossen. Die Hebervorrichtung saugt nun die Luft aus dem Fango durch die Glocke hindurch in den mit Wasser gefüllten Ballon. Diese Ventilation kann durch Klemmschrauben reguliert werden. Die Ladung des Zerstreuungskörpers geschieht von aussen her durch den isolierten Kupferdraht.

Die Tabelle III zeigt zwei der so angestellten Versuche. Beim ersten derselben wurde zum ersten Male schon 2—3 Minuten nach Beginn der Ventilation geladen und die Ablesungen dann zwei Stunden lang mit kurzen Zwischenpausen fortgesetzt. Der Versuch zeigt deutlich, wie die Leitfähigkeit der Luft in der Glocke bei dauernder Durchsaugung von Fangoluft kontinuierlich ansteigt, so dass der Ladungsverlust schliesslich 2556 Volt pro Stunde beträgt. Dass das Maximum der Wirkung damit noch nicht erzielt war, ergiebt sich aus dem zweiten Versuch, in welchem durch Ansaugung von etwa 35 l Luft vor Beginn der ersten Ladung das ganze System von darin enthaltener Kellerluft möglichst befreit war. Es zeigte sich hier, unter Vernachlässigung der angesichts der kurzen Dauer der Einzelablesung (1—2 Minuten) wohl als unerheblich zu bezeichnenden Schwankungen ein Potentialabfall pro Stunde von ca. 3500 Volt. Die Werte von a betrugen 48,33 bis 92,22, im Mittel 59,62. Diese Glockenversuche bestätigen die Resultate, welche Elster und Geitel mit kleineren Mengen Fango bekommen haben, und zeigen, dass die erhöhte Leitfähigkeit der Luft im Fangokeller in der Tat durch das darin lagernde radioaktive Material bedingt ist.

III. Messung der induzierten Aktivität aus Fango.

Ein $8^1/_2$ m langer Aluminiumdraht wurde an gut isolierenden Haken in einem der Fango-

Tabelle III.

Lauf. Versuchs-Nr.	Datum	Ventilation pro Minute Liter	Dauer d. Versuchs Min.	Art der Ladung	$E-$	$E+$	$a-$	$a+$	Potentialabfall pro Stde. in Volt*)	Bemerkungen
12	23. II. 04	0,43	5	+		12,975		8,536	475	Ladung ohne Öffnung der Glocke. Die Ansaugung von Luft aus dem Fango beginnt kurz vor dem ersten Versuch (12).
13	$9^1/_2{}^h$	0,70	5	+		16,626		10,938	645	
14		0,60	9	+		57,182		20,899	893	
15		0,24	5	+		35,288		23,215	817	
16		„	6	+		43,628		23,918	1221	
17		0,50	4	—	33,411		27,475		1291	
18		1,50	4	—	35,716		29,371		1486	
19		0,30	4	—	40,643		33,422		1671	
20		3,00	3	—	31,899		34,976		1641	
21		„	3	—	49,338		54,096		2080	
22		2,30	3	+		44,052		48,301	2320	
23	$11^1/_2{}^h$	0,75	3	+		52,217		57,253	2556	
24	22. III. 04		1	—	19,581		64,41		3504	Ladung ohne Öffnung der Glocke. (Vor Beginn des ersten Versuchs (24) werden ca. 35 Liter Luft aus dem Fango durch die Glocke hindurchgesogen ($10^h 43'$—$56'$). Der Fangoverschlag bleibt verschlossen. Die Leitung geht durch ein Loch in der Thür. Ohne Zerstreuungskörper betrug in der Glocke der Potentialabfall pro Stunde positiv und negativ 14,4 Volt.
25	11^h		1	—	22,271		92,22		4338	
26			1	—	18,835		61,96		3516	
27			2	—	38,458		63,25		3423	
28			$1^1/_2$	—	24,586		53,91		3288	
29			1	—	20,078		66,04		3774	
30		0,26	2	+		35,264		58,00	3243	
31			1	+		14,912		49,05	3384	
32			1	+		18,812		61,88	3738	
33			1	+		15,067		49,56	3396	
34			1	+		14,694		48,33	3384	
35			1	+		16,493		54,25	3474	
36	12^h		1	+		15,860		52,17	3474	

*) Der normale Verlust ist abgerechnet.

verschläge ausgespannt und mit dem negativen Pol einer ausserhalb des Verschlags stehenden Influenzmaschine verbunden. Um die Werte mit denen der anderen Autoren vergleichbar zu machen, dauerte die Exposition 30 Minuten bei einer Ladung von —2500 Volt. Die Spannung wurde während der Dauer der Ladung durch ein geeichtes Hochspannungs-Elektrometer von Günther & Tegetmeyer kontrolliert, der Draht nach Beendigung der Exposition so schnell wie möglich auf das Drahtnetz gewickelt und die Messung der induzierten Aktivität (gemessen an der Ionisierung der Luft im Elektroskop infolge Anwesenheit des aktivierten Körpers) spätestens 5 Minuten nach Beendigung der Ladung in einem Zimmer des 3. oder 4. Stockwerks desselben Hauses begonnen.[1])

Fangoluft gestanden hatte, —26 und + 14 Volt (Versuch 1). Was die Höhe der Aktivierungszahlen *A* in der Tabelle IV betrifft, so wurde das Maximum erhalten, wenn der Verschlag vor der Exposition mehrere Tage lang verschlossen gehalten war, die Thür während derselben verschlossen blieb, und auch beim Aufspannen des Drahtes nur für Sekunden geöffnet wurde. Bei offener Tür war *A* erheblich geringer (Versuch 45). Die höchsten der erhaltenen Zahlen können aber doch nicht als wirkliche Maximalwerte betrachtet werden, da sich die gasförmige Emanation mangels luftdichten Abschlusses des Materials (die Verschläge bestehen aus lose zusammengefügten Holzlatten) und infolge der dauernden Luftströmung im Kellerraum nicht in den Verschlägen ansammeln kann. Bei Bestimmungen

Tabelle IV.

Bestimmung der induzierten Aktivität.

Aluminiumdraht, 8,6 m lang, wird 1/2 Stunde auf 2500 Volt negativ geladen.
Bestimmung im Zimmer des II. Stocks, spätestens 5 Minuten nach Beendigung der Ladung.

Laufende Versuchsnummer	Datum des Versuchs 1904	Ort, wo der Draht aufgespannt war. Angabe über Ventilation etc.	Potentialabfall pro Stunde in Volt (beobachtet) —	+	Aktivierungszahl A: Potentialabfall pro Stde. und Meter Draht*) —	+
45	7. III.	Kleinerer Fangoverschlag Thür des Verschlags ist während der Ladung offen	136,8	129,0	14,55	13,65
46	12. III.	Kleinerer Fangoverschlag, der 3 Tage verschlossen gehalten Zuleitung ohne Öffnen der Thür	393,6		42,96	
47	17. III.	Ebenda, 9 Tage geschlossen gehalten. Während der Ladung auch geschlossen	538,8	535,1	59,8	59,4
48	18. III.	Ebenda, 10 Tage geschlossen gehalten. Während der Ladung geschlossen	413,4	411,6	48,07	47,86

*) Bei der Berechnung von A wurde der Potentialabfall im Zimmer (ohne aktivierten Draht) abgerechnet.

Die Tabelle IV enthält einige der so angestellten Versuche, die in Bezug auf Höhe der Spannung und Ablesungen als einwandsfrei bezeichnet werden dürfen. Unter Aktivierungszahl *A* ist der Potentialabfall pro Stunde, bezogen auf 1 m Draht, zu verstehen, wobei der normale, vor Anstellung der Messung im Zimmer ohne aktivierten Draht beobachtete Verlust in Abrechnung gebracht ist. Diese Normalbestimmung muss, wie Elster und Geitel betont haben, vor Beginn der Exposition des Drahtes gemacht werden, da die Isolierung des Elektroskops immer durch induzierte Aktivität leidet. So zeigte z. B. das Elektroskop bei mehreren solchen Normalversuchen vor Beginn der Exposition einen Ladungsverlust pro Stunde von positiv und negativ 3—8 Volt, dagegen, nachdem der Apparat mehrere Stunden in der erwähnten Glocke in

1) Bezüglich der Methode der Messung s. Elster und Geitel: Diese Zeitschr. 3, 305—310, 1902.

in wirklich luftdicht abgeschlossenen Räumen sind viel höhere Aktivierungszahlen zu erwarten.

Es sei noch bemerkt, dass die mittels Lederlappens abgeriebene Emanation in einem Versuch z. B. vom 17. März einen Potentialabfall von 696 Volt gegenüber dem Normalwert von 246 Volt bewirkte, also fast das Dreifache, obwohl der Draht erst 1 Stunde nach beendeter Exposition abgewischt war, also schon an Aktivität verloren hatte.

IV. Abklingungskurve der induzierten Aktivität aus Fango.

Die Curiesche Kurve eines durch Radium-Emanation aktivierten Körpers, sowie die von Elster und Geitel durch Emanation aus Bodenluft, freier Luft und Fango erhaltenen zeigen sehr ähnlichen Verlauf. Dieser weicht sehr erheblich von der des Thoriums (nach Rutherford) ab. In den folgenden 2 Diagrammen ist

die Curiesche Beobachtungsreihe[1]) derart benutzt, dass die dem Elektroskop gegebene Anfangsladung der in unseren Versuchen gleichgemacht wurde, so dass die Curieschen Werte im ersten Diagramm um das $5\frac{1}{2}$fache, im zweiten um das 4fache vergrössert sind. Auf die Abszisse als Minuten seit Beendigung der Exposition ist die Ladungsabnahme pro Stunde in Volt als Ordinate aufgetragen. Die ausgezogenen Linien bedeuten meine, die unterbrochenen S. Curies Beobachtungen. Von den so gemachten Versuchen sind von mir nur diese beiden hier wiedergegeben, da die Ladung bei anderen weit über 2500 Volt betrug und die zur Ladung benutzte Elektrisiermaschine sich in demselben Verschlage befand, in dem der Draht ausgespannt war, so dass die durchaus unregelmässig verlaufende Abklingungskurve der induzierten Aktivität vielleicht durch Störungen infolge Ozonbildung und anderes bedingt war. Während nämlich den folgenden zwei Kurven V und VI eine ständige Abnahme der induzierten Aktivität zu entnehmen ist, stieg diese in den nicht mitgeteilten an, um erst nach etwa $\frac{3}{4}$ Stunden konstant abzusinken. Man könnte vielleicht auch an durch Thorium-Emanation bedingte Radioaktivität denken, die ja zunächst $1\frac{1}{2}$ Stunden lang wächst. Es sei daher nochmals bemerkt, dass während der Monate, in denen die Versuche angestellt wurden, der Keller ausschliesslich durch elektrisches Glühlicht erleuchtet wurde, so dass Thorium-Emanation infolge Brennens eines Auerbrenners ausgeschlossen ist, dagegen waren andere durch wechselnde Luftströmung, offene Feuerungsanlagen der Kessel, sowie Funktionierens des Elektromotors für den Fahrstuhl bedingte Störungen nicht auszuschliessen.

Die Abklingungskurven Fig. 2 und 3 stimmen durchaus nicht ideal mit der Radiumkurve überein; 3 besser als 2, aber ähneln ihr doch von den bisher bekannten am meisten. Ganz sichere Entscheidung können auch hier nur Versuche in fest abgeschlossenen Räumen bringen. Möglich ist es aber immerhin doch, dass sich im Fango ausser dem Radium noch andere radioaktive Körper befinden, deren Emanation eine etwas andere Abklingungskurve besitzt. Offen bleibt ausserdem die Frage, ob im Fango ebenso wie in der Pechblende Uran das Radium begleitet. Trotz des grossen physikalischen Interesses, das diese Fragen bieten, habe ich auf eine nähere Behandlung derselben als ausschliesslich physikalische, sowie auf Versuche, Helium aus der Fango-Emanation zu gewinnen, verzichtet.

[1]) Tabelle V bei Elster und Geitel, diese Zeitschrift 5, 17, 1904.

V. Physiologische Versuche mit Fango.

Wie einleitend erwähnt, ist das medizinische Interesse an der Radioaktivität des Fango ein zweifaches. Und zwar erstreckt es sich erstens auf die Frage, ob die durch den Fangoschlamm bewirkte Heilwirkung durch direkte Reizwirkung der in ihm vorhandenen, wenn auch geringen

Abnahme pro Stunde Volt

Zeit seit Ende der Exposition

Fig. 2.

Radiummengen oder ähnliches unterstützt wird, und zweitens, ob man mit Hilfe durch Fango-Emanation radioaktiv gemachter Luft einen Teil der Faktoren, die in der Hochgebirgsluft ent-

Fig. 3.

halten sind, künstlich erzeugen und mit ihnen experimentieren kann.

Was den direkten Einfluss betrifft, so ist zu bedenken, dass die gewebsreizende Wirkung bei schwach radioaktiven Stoffen nur langsam eintritt. Es ist daher nicht sicher, ob durch relativ kurz dauernde Respirationsver-

suche, die während einer Fangoapplikation angestellt werden, eine Steigerung der Reizwirkung auf die Haut durch Steigerung der Verbrennungsprozesse im Körper nachweisbar ist. Bei der Wirkung der Fangoumschläge ist ferner die Bedeutung des Wärmereizes für die Verbrennungsprozesse zu beachten. Dieser wurde in der Weise eliminiert, dass der Umschlag bei Körpertemperatur gemacht und subjektiv jeglicher Reizeffekt vermisst wurde. Aussichtsvoller wäre es vielleicht, zunächst die radioaktive Substanz des Fango nach Vorschlägen von Elster und Geitel vermittels Elektrolyse anzureichern und so deutlich radioaktiv gemachte Platinbleche auf die Haut bezw. pathologische Neubildungen längere Zeit einwirken zu lassen. Man kann sogar vermuten, dass event. durch Applikation dieser schwächer wirkenden Bleche die bei Anwendung von Radiumsalzen drohende Gewebszerstörung im gesunden Gewebe vermieden wird.

Bezüglich des Einflusses radioaktiver Luft auf den Stoffumsatz wäre es gewagt, eine Wirkung während der, wie gesagt, relativ kurzen Dauer eines Respirationsversuchs mit Sicherheit zu erwarten. Wenn die Radioaktivität der Luft im Hochgebirge überhaupt eine Bedeutung für den Stoffwechsel hat, so ist sie immerhin doch nur ein Faktor unter vielen, und es ist durchaus möglich, dass erst durch ihr Zusammenwirken die richtige Reizstärke erzielt wird. Bis jetzt sind wir aber nach beiden Richtungen noch keineswegs genügend unterrichtet, um ein endgültiges Urteil abgeben zu können.

Ich kann es mir endlich nicht versagen, den Leitern der Fango-Import-Gesellschaft wie den Ärzten der Fango-Kur-Anstalt, vor allem Herrn Dr. H. Davidsohn, meinen aufrichtigen Dank abzustatten für die Freundlichkeit, mit der sie mir die Räume der Anstalt zur Verfügung stellten und meine Versuche in jeder Weise förderten.

Schluss.

Fasse ich das Gesagte zusammen, so konnten die von Elster und Geitel an kleineren Proben von Fangoschlamm gemachten Beobachtungen durch Untersuchungen im Fangolager selbst durchaus bestätigt werden. Es zeigte sich:

1. eine Erhöhung der Leitfähigkeit der Luft im Fangokeller, über das Mass der in diesem Keller zu erwartenden hinaus;
2. eine stark erhöhte Leitfähigkeit der direkt aus dem Fangolager angesaugten Luft;
3. Es konnte die durch Emanation aus dem Fango erzeugte induzierte Aktivität nachgewiesen werden. Ihre Abklingungskurve ähnelt am meisten der des Radiums.

Berlin, im Mai 1904.

(Eingegangen 2. Juni 1904.)

Über auffallende, durch die photographische Platte erkennbare Erscheinungen.

Von J. Blaas und P. Czermak.

Die im folgenden beschriebenen Versuche wurden veranlasst durch Beobachtungen, welche ich schon vor längerer Zeit über die Radioaktivität von Mineralien anstellte. Unter anderem machte ich folgenden Versuch, ich schrieb mit gelösten Uransalzen auf weisses Papier, setzte dasselbe der Sonne aus und legte es sodann im Dunkeln auf eine photographische Platte, woselbst es 24 Stunden verblieb. Beim Entwickeln zeigte sich an Stelle des erwarteten Positivs der Schrift ein Negativ. Das besonnte Papier hatte also schwärzend auf die Platte gewirkt. In der weiteren Verfolgung dieser auffallenden Erscheinung ergaben sich Thatsachen, welche, wenn ihre vollkommene Erklärung auch zum Teil noch aussteht, doch an sich schon genügendes Interesse bieten, um mitgeteilt zu werden.

Ich habe über die an besonntem Papier, Holz und anderen organischen Stoffen auftretenden Wirkungen eine kurze Notiz[1]) veröffentlicht und einen Vortrag im hiesigen naturwissenschaftlich-medizinischen Vereine gehalten. Infolge dieser Mitteilungen wandte Herr Kollege Czermak seine Aufmerksamkeit diesen Erscheinungen zu, indem er verschiedene Metalle auf ihr Verhalten zur photographischen Platte prüfte und dabei die auffallenden Erscheinungen am Zink beobachtete.

Die weiteren Untersuchungen wurden dann gemeinsam ausgeführt und ergaben bisher die in der Folge beschriebenen Thatsachen.

J. Blaas.

Setzt man Papier, welches durch mehrere Wochen im Dunkeln aufbewahrt war („dunkles Papier") einige Zeit dem Sonnenlichte[2]) aus, belegt dasselbe dann mit einer photographischen Platte und lässt es 24 Stunden im Kontakte, so schwärzt sich die Platte beim Entwickeln.[3]) Hat man während der Besonnung einzelne Stellen des Papiers durch Bedecken mit undurchsichtigen Körpern (schwarzes Papier, Metallplättchen und dergl.) vor dem Lichte geschützt, so schwärzen sich die entsprechenden Stellen der Platte nicht.

Schreibt man auf das Papier vor oder nach der Besonnung mit Tinte, Salzlösungen (auch farblosen), Gummi oder benutzt man bedrucktes

1) „Über photographische Wirkungen im Dunkeln" von J. Blaas, Naturwissensch. Wochenschrift. Neue Folge 8, 201 und 316, 1904.

2) Auch künstliches Licht, sowohl kräftiges Magnesium als auch elektrisches Bogenlicht, ist wirksam.

3) Auffallend dabei ist die rasche Schwärzung durch die ganze Dicke der Gelatinschichte; eine Erscheinung wie sie auch beim Entwickeln von Röntgenaufnahmen auftritt.

Papier, so erscheinen die Schriftzüge hell auf dunklem Grunde.

Daraus geht hervor, dass die Wirkung auf die photographische Platte durch das Licht veranlasst und durch gewisse Substanzen wie Tinte, Druckerschwärze etc. entweder diese Wirkung vernichtet oder ihre Erregung verhindert wird.

Ursprünglich erweckten diese Erscheinungen die Vorstellung, dass es sich um eine Art Phosphoreszenz handle, also um eine Nachwirkung des Lichtes und so wurden, der Kürze des Ausdruckes wegen, jene Körper, welche die Eigenschaft besitzen, Licht gewissermassen zurückzubehalten, „photechisch" und die Eigenschaft selbst „Photechie"[2]) genannt.

a, b, c verschiedene photechische Papiere.
d Fichtenholz mit Ast.
e bedrucktes Papier, darauf ein Stück Leder. Die mit verschiedenen Flüssigkeiten aufgetragenen Inschriften sind alle unwirksam.[1])

Fig. 1.

Der Umstand, dass nicht jedes Papier diese Wirkung gleichgut zeigte und dass holzstoffhaltige weitaus am kräftigsten wirkten, veranlasste Versuche mit Holz, welches sich als sehr photechisch erwies. Es wurden verschiedene Holzarten und zwar altes ausgetrocknetes, sowohl hartes als weiches geprüft, wobei sich zeigte, dass die verschieden dichten Teile desselben verschieden stark wirkten. Man erhält so hübsche Abbildungen der Maserung und Astzeichnung, wobei man sieht, dass das dichte Herbstholz kräftiger als das lockere Frühjahrsholz wirkt.

Zahlreiche andere Substanzen wurden sodann auf ihre photechischen Eigenschaften geprüft. Weitaus am kräftigsten zeigte sich braungelbes Packpapier (mit diesem sind auch die meisten der folgenden Versuche ausgeführt), dann in abnehmendem Grade andere Papiere, Holz, Stroh, Schellack, Leder, Seide, Baumwolle, Schmetterlingsflügel etc., fast oder ganz unwirksam erwiesen sich: Glas, Metalle (mit Ausnahme von Zink) und alle bisher untersuchten anorganischen mineralischen Körper.

Ein kräftiges Diapositiv auf photechischem Papier besonnt, ergab beim Abdrucke ein Negativ, dessen Kopie in Fig. 2 vorliegt.

Fig. 2.

Um näheres über die Bedingungen der Erregung der Photechie zu erfahren, wurden Versuche über Zeitdauer, Intensität der Besonnung, wirksamste Lichtart und über den Einfluss der Temperatur gemacht, wobei sich folgendes ergab.

Je länger und intensiver die Besonnung, desto stärker ist die Wirkung[1]); auch schon gewöhnliches diffuses Tageslicht ist wirksam.

1) Bezüglich der Abbildungen ist zu bemerken, dass sie Papierkopien der Originalplatten sind. Auf denselben erscheint daher alles, was photechisch wirksam ist, hell, das Unwirksame dunkel.

2) Aus φῶς und ἔχειν.

1) Besonnt man photechisches Papier unter einem kontrastreichen Negativ, so erhält man nach dem Kontakte auf der photographischen Platte ein ziemlich deutliches Positiv, wobei sich die Intensitätsabstufungen des erregenden Lichtes am besten demonstrieren.

Die einmal erregte Photechie nimmt in den ersten Stunden nach der Besonnung nur langsam, später aber viel rascher ab. Vollkommen erloschen fanden wir sie noch nach Wochen nicht. Nachweisbar aber ist die Wirkung schon nach einer Kontaktdauer von einer Minute.

Filtriert man das erregende Licht durch farbige Gläser, so zeigen sich jene Stellen am kräftigsten photechisch wirksam, über welchen Gläser lagen, die blaues und violettes Licht durchliessen. Ein Versuch mit dem Sonnenspektrum ergab wegen der geringen Lichtstärke nur ein unsicheres Resultat. Farbloses Glas hindert die Erregung nur wenig.

Starke Erwärmung (Auflegen auf ein heisses Blech oder Konzentrieren des Lichtes im Brennpunkte einer Linse) vernichtet die photechische Wirkung. Nach der Abkühlung kann solches Papier durch Besonnung wieder photechisch werden.

Durch Papier und Holzbrettchen wirkt die Erregung hindurch, so dass auch die Rückseite

Zinkplatte mit Tinte beschrieben und berusst. In der Mitte ist die Berussung abgewischt.

Fig. 3.

photechisch wird. Beschreibt man Papier beiderseits mit Tinte, so erhält man auch von beiden Seiten einen Abdruck.[1])

Alle diese photechischen Wirkungen konnten bisher nur mit Hilfe der photographischen Platte beobachtet werden. Films, welche bezüglich ihrer Empfindlichkeit für gewöhnliches Licht den Platten ganz gleichwertig waren, nahmen keine Schwärzung an. Auch die vom Film abgelöste Emulsionsschicht reagierte nicht. Erst das in der Folge beschriebene sehr kräftig wirkende Zink verursachte auch auf Film eine Schwärzung.

Legt man zwischen die photographische Platte und die besonnte Substanz während der Exposition verschiedene Körper, so zeigt sich für die photechische Wirkung folgende Durchdringbarkeit.

Metallplättchen, auch sehr dünne, ebenso Glas, Quarz, Glimmer lassen die Wirkung nicht durch, nur Film und dünne Gelatinfolien zeigten sich durchlässig.[1])

Hier tritt aber der wichtige Umstand auf, dass die Farbe der Folie von Einfluss ist. Solche, welche blaues und violettes Licht durchlassen, sind auch bei gewöhnlichen blauempfindlichen Platten durchlässig, während eine zur Hälfte blau und gelb gefärbte Gelatinhaut auf der gelben Seite ganz undurchlässig war. Auf orthochromatischen Platten (Perorthoplatten von Perutz) ergaben sich auch grüne und gelblich gefärbte Folien als durchlässig.

Legt man zwischen besonntes photechisches

Photechisches Papier, mit durchlochter Schablone bedeckt, wird durch Auflegen einer präparierten Zinkplatte wirksam gemacht.

Fig. 4.

a

b

c

Wirkung von besonntem Packpapier auf die photographische Platte bei einem Abstande von *a* 0,5, *b* 1,5 und *c* 3,0 mm.

Fig. 5.

1) Auffallend und noch nicht genügend untersucht ist die Erscheinung, dass zuweilen bei beiderseits bedrucktem Papier der Druck der Rückseite positiv erscheint.

1) Daraus erklärt sich auch die eingangs erwähnte Erscheinung der raschen Durchentwickelung der photographischen Platte. Auch zwischengelegtes dünnes Papier erwies sich als durchlässig, doch lässt es sich da nicht entscheiden, ob dabei nicht die später zu erwähnende Übertragbarkeit der photechischen Wirkung in Betracht kommt.

Papier und die photographische Platte ein abgelöstes Negativ, so erscheint auffallenderweise kein Abdruck und die Gelatinhaut verhält sich an den mit reduziertem Silber versehenen Stellen ebenso durchlässig wie an den andern.

Da der Gedanke nahe lag, dass durch die Besonnung eine ionisierende Wirkung an der Oberfläche der photechischen Substanzen hervorgebracht wird, wobei sowohl eine sekundäre Strahlung, als auch eine Ozonokklusion auftreten könnte, wurden Versuche mit Metallstreifen von Zink, amalgamiertem Zink, Aluminium, Zinn, Messing, Leder und Packpapier gemacht, die aber sowohl mit Tintenaufschriften versehen waren, als auch zur Hälfte berusst wurden. Es trat da die merkwürdige Erscheinung auf, dass blankes sowohl als auch amalgamiertes Zink mässig photechisch wirkte, während die Aufschriften alle wieder negativ erschienen. Die

a *b*

Wirkung einer auf Zink mit Glyzerin gezogenen Linie *a*, und eines Punktes *b* mit Berussung, durch einen Spalt und durch resp. ein rundes Loch hindurch auf die photographische Platte. Abstand vom Zink bis Schablone 3 mm, von Schablone bis photographische Platte 2 mm.

Fig. 6.

Berussung hatte fast durchweg hindernd gewirkt, nur auf dem Zink erschien die Schrift genau von der Berussung an tiefschwarz und so kräftig wie in keinem vorhergehenden Falle.

Es wurden nun Aufschriften mit verschiedenen Bindemitteln versucht und zeigte sich eine sehr dünne Glyzerinschicht, welche nachher berusst wurde, als günstigste Unterlage. Ausser Russ ergaben auch Lykopodium, Mehl, Kolophonium, Kreide und andere Pulver aufgetragen, kräftige Schwärzung, so dass die poröse Oberflächenbeschaffenheit nötig scheint. Zinkpulver allein, dann mit Russ und Mehl gemischtes, auf eine mit dünner Glyzerinschicht versehene Glasplatte aufgetragen, wirken auch gut. Aufschriften auf Zink mit verdünntem Glyzerin kommen schwach, während Terpentin für sich allein auch auf verschiedenen Unterlagen gut wirkt.

Zuerst wurden diese Präparate auch besonnt, dann ergab aber ein Versuch, dass die Erscheinungen dieselben blieben, wenn alles im Dunkeln präpariert wurde. Dadurch war der Gedanke an eine rein chemische Ursache sehr in den Vordergrund getreten, obwohl diese Art von Präparaten, schon der leicht verwischbaren Oberfläche wegen, nie in direkte Berührung mit der photographischen Platte gebracht wurde, sondern stets ein Rähmchen aus Karton zwischengeschaltet war.

Dass diese Wirkung, welche von dem mit Glyzerin vorpräparierten und dann bepulverten Stellen der Zinkplatte ausgeht, mit der vorherbeschriebenen photechischen Wirkung der besonnten Papiere sehr verwandt, wenn nicht identisch ist, zeigen verschiedene Versuche.

Zunächst konnten alle früheren Versuche mit dem gleichen nur viel kräftigerem Erfolge gemacht werden. Ferner lässt sich die photechische Wirkung des Packpapiers anstatt durch Sonnenlicht, auch durch eine präparierte Zinkplatte hervorrufen. Zu dem Ende wurde „dunkles“ Papier mit einer durchlochten Schablone von starkem schwarzem Papier bedeckt und darauf eine präparierte Zinkplatte durch 24 Stunden aufgelegt. Der Abdruck des Papiers ergab ein kräftiges Positiv der durchlochten Schablone. Der Versuch verlief in der gleichen Weise, wenn statt der wirksamen Zinkplatte, besonntes Papier verwendet wurde.

Um zu sehen, auf welche Entfernung die Wirkung auf die photographische Platte noch stattfindet, wurden sowohl besonntes Packpapier, das mit Schrift versehen war, als auch berusste Schriftzüge, Linien und Punkte auf Zink, aus verschiedenen Entfernungen auf die photographische Platte wirken gelassen. Es wurden entweder verschieden dicke Rähmchen zwischen das photechische Präparat und die photographische Platte gelegt oder die beiden Platten unter einem Winkel von ca. 10^0 gegeneinander gebracht. Dazwischen wurden auch bei einigen Versuchen Schablonen mit spaltförmigen und runden Öffnungen eingeschaltet, so dass sich Schattenfiguren bilden konnten.

Es ergab sich, dass die Wirkung bei einer Expositionszeit von 24 Stunden bis auf ca. 9 Millimeter Abstand deutlich sichtbar war; dass ferner wegen der kleinen Abstände von wirkendem Gegenstand, Öffnung und Bild, zwar unscharfe, aber ganz begrenzte Schwärzungen auf den Platten auftraten.

Diese Versuche liessen sich wieder durch rein chemische Vorgänge nicht gut erklären und trugen vielmehr, sowie die selektive Durchlässigkeit farbiger Gelatinfolien, den Charakter einer Strahlung. Es wurde daher noch eine andere Art von Versuchen unternommen, die auf eine

deutliche Reflexion der von den photechischen Substanzen ausgehenden Wirkung hinweisen.

Ein Scheibchen S von photechischem Papier sowohl, als auch von dünnem präpariertem Zink, wurde mit der wirksamen Seite gegen eine Konvexlinse L geklebt, deren halbe gekrümmte Fläche h_1 mit schwarzem Papier überzogen war. Die Rückseite der Scheibchen war ebenfalls mit schwarzem Papier überklebt und reichte sogar diese Überklebung noch etwas über den Rand auf die wirksame Oberseite hinüber. Diese Anordnung wurde auf eine photographische Platte P gestellt und dort 24 Stunden im Dunkeln belassen. Bei der Entwickelung ergab sich um die leere Stelle, wo die Scheibe S aufgelegen war, ein schwarzer Hof mit abnehmender Intensität und zwar nur auf jener Hälfte, welche der blanken Linsenhälfte h_2 gegenüber gelegen war. Es hatte also eine Reflexion an der spiegelnden Hälfte

Fig. 7.

stattgefunden. Eine rein chemische Wirkung hätte über den Scheibchenrand nach allen Seiten hin übergreifen müssen. Mit einer gitterförmig ausgesägten Zinkplatte wurde ein analoger Versuch gemacht und als reflektierende Fläche eine gegenübergestellte ebene Glasplatte verwendet. Auch hier zeigten sich schwarze Säume in den Lücken, welche durch Reflexion ihre Erklärung finden.

Um das Vorhandensein von Ozon oder Wasserstoffsuperoxyd zu untersuchen, wurden Versuche mit Jodkaliumstärkepapier gemacht. Sowohl feuchtes, als auch trockenes Ozonpapier wurde in direkten Kontakt und in kleinen Abstand von den photechischen Präparaten gebracht. Es trat dabei eine deutliche Färbung ein und zwar in ganz gleicher Weise wie auf der photographischen Platte. Die Aufschriften auf besonntem Papier erschienen weiss auf violettem Grunde, die berussten Schriftzüge auf der Zinkplatte tiefviolett auf weissem Grunde. Da die Reaktion bei trockenem Papier und möglichst trockener Aufbewahrung auch bei Beschickung mit photechischem Papiere in gleicher Weise auftrat, so ist wohl in diesen Fällen die Okklusion von Ozon an den Oberflächen der Präparate sichergestellt, während bei Anwesenheit von Feuchtigkeit auch Wasserstoffsuperoxyd anwesend sein kann.

Damit in Übereinstimmung steht auch die Vernichtung der Wirkung bei stärkerer Erwärmung, wobei ja Ozon in inaktiven Sauerstoff übergeht. Auch die spontane Wirkung des Terpentins wird auf den Gehalt von Ozon, welches von Terpentin stark aufgenommen wird, zurückzuführen sein.

Verdünntes Glyzerin auf Zink aufgetragen, zeigt einen weisslichen Niederschlag und wirkt solche Schrift auch schon ziemlich deutlich. Die Berussung oder Bepulverung konzentriert dann die Wirkung bedeutend. Ob hierbei Ozon oder Wasserstoffsuperoxyd durch eine Reaktion von Glyzerin auf Zink erzeugt wird, müsste noch eigens untersucht werden. Die Anwesenheit aktiven Sauerstoffes ist durch das Ozonpapier erwiesen und ebenso die Anreicherung der Wirkung durch die porösen Oberflächen.

Mit unseren Versuchen, welche auf eine Leuchtwirkung hinweisen, stehen in bestem Einklange die in neuester Zeit von F. Richarz und R. Schenk[1]) nachgewiesenen Luminiszenzerscheinungen durch Ozon. Selbst mit gut ausgeruhtem Auge konnte aber weder ein Leuchten der Präparate selbst, noch eines Sidotblendenschirmes wahrgenommen werden. Daraus muss aber noch nicht auf das gänzliche Fehlen dieser Erscheinung geschlossen werden. Ein Stückchen Uranpecherz, welches in 24 Stunden eine der Zinkwirkung gleichwertige Schwärzung der photographischen Platte bewirkte, konnte dieselben Sidotblendenpräparate, eines auf Karton, eines auf Glas, auch nicht für das Auge merkbar erleuchten. Es muss eben die Leuchterscheinung ungemein schwach sein, so dass bisher nur die photographische Platte als Nachweis dienen kann.

Reflexion der von präpariertem Zink ausgehenden Wirkung an dieser konvexen Linsenfläche.

Fig. 8.

Zum Schlusse kann aus den besprochenen Versuchen folgendes festgestellt werden:

Sehr viele Substanzen erhalten bei

1) „Weitere Versuche über die durch Ozon und durch Radium hervorgerufenen Lichterscheinungen" von F. Richarz und R. Schenk, Sitzber. d. Kgl. Pr. Akademie der Wiss. 1904, XIII.

kräftiger Besonnung an ihrer Oberfläche die Eigenschaft, photographische Platten zu schwärzen.[1]) Diese Eigenschaft ist an eine Okklusion von Ozon gebunden.[2])

Blankes oder amalgamiertes Zink besitzt diese Eigenschaft spontan und tritt dieselbe in sehr kräftiger Weise hervor, wenn es mit einer sehr dünnen Glyzerinschicht bedeckt und dann mit einem Pulver, am besten Russ, überzogen wird. Auch hier ist die Anwesenheit von Ozon nachgewiesen.

Obige Präparate senden eine diffuse Strahlung aus, welche dem Gebiete des blauen Endes des Spektrums angehört und an spiegelnden Flächen reflektiert wird.

Die genauere quantitative Untersuchung obiger Resultate soll möglichst bald in Angriff genommen werden.

Nach Fertigstellung der obigen Arbeit wurden wir auf die Untersuchung von L. Grätz[3]) über die photographische Wirkung des Wasserstoffsuperoxyds aufmerksam, welche uns vorher leider entgangen war. Unsere Versuche bilden insofern eine Bestätigung und Erweiterung dieser Untersuchung, nachdem bei dem präparierten Zink die Anwesenheit von Wasserstoffsuperoxyd ziemlich sicher anzunehmen ist und der Charakter einer Strahlung in unseren Versuchen noch in anderer Weise verfolgt wurde. Bei den besonnten photechischen Substanzen jedoch ist die Bildung von Ozon wohl sicher und ob dasselbe auch bei vollkommener Trockenheit Gelegenheit zur Wasserstoffsuperoxydbildung hat, ist nicht gut anzunehmen, weshalb hier wenigstens die von Richarz und Schenk studierte Wirkung des Ozons allein wohl vorliegen wird. Nachdem Versuche mit photechischem Papier, welches sowohl vor als auch nach der Besonnung mit destilliertem Wasser beschrieben wurde, auch diese Schrift als unwirksam zeigten, ist wohl keine Wasserstoffsuperoxydbildung bei der Photechie vorhanden.

1) Hieraus ergiebt sich für alle photographischen Arbeiten die wichtige Regel, keine lichtempfindlichen Präparate mit photechischen Substanzen in Berührung zu bringen.

2) Auch für die Zustände der Atmosphäre muss diese Erscheinung von Bedeutung sein, indem durch die Belichtung alle Oberflächen photechischer Substanzen mit Ozon beladen werden; damit ist aber eine erhöhte Leitfähigkeit der Luft verbunden. Dies steht in vollkommener Übereinstimmung mit der von Ph. Lenard erwiesenen Ionisierung durch ultraviolette Bestrahlung.

3) L. Grätz, Über eigentümliche Strahlungserscheinungen. — Über die Strahlungserscheinungen des Wasserstoffsuperoxyds. Diese Zeitschrift 4, 160, 271, 1902—03.

Innsbruck im Mai 1904.

(Eingegangen 9. Juni 1904.)

Der Einfluss der Temperatur auf die Ionisierung, welche in Gasen durch die Wirkung von Röntgenstrahlen hervorgebracht wird.[1])

Von R. K. Mc Clung.

Einleitung.

Während des Verlaufes einer Untersuchung über die Wirkung der Temperatur auf den Betrag der Wiedervereinigung von Gasionen, deren Ergebnisse in einer früheren Arbeit[2]) erschienen, wurden einige Vorversuche gemacht, um zu sehen, welche Wirkung die Temperatur des Gases auf den Betrag der in ihm hervorgerufenen Ionisierung hätte. Diese vorläufigen Versuche lieferten Ergebnisse, welche nicht in Übereinstimmung waren mit einigen im Jahre 1897 veröffentlichten Experimenten von Prof. Perrin.[3]) Es erschien daher ratsam, eine neue Untersuchung des Gegenstandes anzustellen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in der vorliegenden Arbeit wiedergegeben.

Diese Untersuchungen wurden ausgeführt in der Absicht, Gewissheit darüber zu erlangen, ob ein Wechsel in der Temperatur eines Gases irgendwelche Wirkung hat auf den Betrag der durch Röntgenstrahlen von gegebener Intensität per Volumeneinheit erzeugten Ionisierung, und bejahenden Falles, zu bestimmen, in welcher Weise die Ionisierung durch die Temperatur beeinflusst wird. Dies wurde nachgewiesen durch die übliche Methode zum Nachweis der Ionisierung unter verschiedenen Bedingungen, nämlich durch Messung des Betrages des Ladungsverlustes zwischen zwei Metallelektroden oder Reihen von Elektroden, wenn das Gas zwischen ihnen ionisiert worden ist. Für die Zwecke der vorliegenden Untersuchungen musste dies bei verschiedenen Temperaturen geschehen. Das zu untersuchende Gas musste daher in ein Gefäss eingeschlossen werden, welches auf ziemlich hohe Temperatur erhitzt werden konnte.

Bei der Untersuchung von Luft können die Versuche auf zweierlei Weise angestellt werden. Die erste Methode besteht darin, dass man die Luft in ein Gefäss einschliesst, welches nicht luftdicht ist, und welches der Luft gestattet, sich bei der Erwärmung frei auszudehnen, so dass also die Messungen vorgenommen werden in Luft von konstantem Druck, deren Dichte aber mit der Temperaturänderung variiert. Der zweite Weg ist der, die Luft in ein luftdichtes Gefäss einzuschliessen, so dass also Volumen und Dichte der untersuchten Luft bei den verschiedenen Temperaturen konstant gehalten

1) Phil. Mag. (6) 7, 81—96, 1904. — Eine vorläufige Mitteilung über einige der vorliegenden Versuche ist veröffentlicht in Proc. of Cambridge Phil. Soc. 12, 3. Teil, Mai 1903. Mitgeteilt durch Prof. J. J. Thomson.

2) Phil. Mag. Dez. 1903.

3) Ann. de Chim. et de Physique 11, 496, 1897.

werden. Bei der vorliegenden Untersuchung sind beide Methoden angewandt worden. Eine Beschreibung jeder derselben mit Angabe der dabei erhaltenen Resultate wird im folgenden gegeben werden.

Experimente mit Luft bei konstantem Druck.

Wie bereits erwähnt, entstanden diese Versuche aus der Untersuchung über den Betrag der Wiedervereinigung von Ionen, und der benutzte Apparat war ursprünglich für die Versuche über die Wiedervereinigung bestimmt gewesen. Da er für die vorliegenden Versuche geeignet war, wurde er daher verwandt, obschon er etwas feiner ausgearbeitet war, als für den vorliegenden Zweck thatsächlich nötig gewesen wäre. In der That war eine der im Verlaufe der Untersuchung über den Betrag der Wiedervereinigung gemessenen Grössen der Betrag der Ionisierung; einige der in dieser Arbeit angegebenen Resultate wurden also gleichzeitig mit denen über die Wiedervereinigung erhalten. Eine ausführliche Beschreibung dieses Apparates ist schon in der Arbeit über die Wiedervereinigung von Ionen gegeben worden, und Zeichnungen der gesamten Anordnung und Konstruktion sind dort ebenfalls erschienen. Es wird daher nicht nötig sein, hier eine ausführliche Beschreibung des Apparates zu geben; indessen möge eine weniger detaillierte Zeichnung gegeben werden, um die allgemeine Anordnung des Apparates zu zeigen. Diese zeigt Fig. 1.

Die Röntgenröhre und das Induktorium waren wie üblich in einen bleigedeckten Kasten eingeschlossen, und die Strahlen traten durch eine scharf begrenzte kreisrunde Öffnung A im Blei

Fig. 1.

aus und in den Messingcylinder BC ein, in welchem sie die Luft ionisierten. Die angewandte Röhre war mit automatischem Vakuumregulator versehen. Der Messingcylinder BC war, wie die Figur zeigt, von einem Cylinder aus Eisenblech umgeben, so dass zwischen beiden Cylindern ein gleichmässiger Luftraum von etwa 10 cm war. Die eingeschlossene Luft wurde durch einen langen Bunsenbrenner erwärmt, der unter dem äusseren Cylinder aufgestellt war, und der fast die ganze Länge des Eisencylinders bestrich. Die Luft in dem Messingcylinder war so von einem Mantel erwärmter Luft umgeben, und durch Regulierung der Gaszufuhr zum Brenner konnte die Temperatur der Luft im Cylinder BC für beträchtliche Zeit ziemlich konstant gehalten werden. Die Temperatur der Luft wurde durch die beiden in der Figur angegebenen Quecksilberthermometer T und T' gemessen, und das Mittel der von diesen Thermometern angezeigten Temperaturen wurde als Durchschnittstemperatur der untersuchten Luft angenommen.

Die Elektrode E' war parallel zu einem Kondensator mit einem Quadrantenpaar eines Elektrometers verbunden, während das andere Paar geerdet war. Das bei allen Versuchen gebrauchte Elektrometer nach Dolezalek gab etwa 2000 Skalenteile Ausschlag für eine Potentialdifferenz von 1 Volt zwischen den Quadranten, wenn die Nadel auf 120 Volt geladen war. Die andere Elektrode E war durch einen grossen Flüssigkeitswiderstand R mit einem Pole einer Akkumulatorenbatterie verbunden, deren anderer Pol an Erde lag.

Wird nun das Gas zwischen zwei isolierten Elektroden durch eine konstante Ionisierungsquelle ionisiert, und ist an eine dieser Elektroden eine konstante Spannung gelegt, welche hinreichend gross ist, um alle Ionen aus dem Gase zu ziehen, bevor sie Zeit zur Wiedervereinigung haben, so wird sich die andere Elektrode aufladen zu einem Betrage, der proportional ist der in dem Gase in der Sekunde erzeugten Ionenzahl. Der Betrag, zu dem sich diese Elektrode auflädt, wird also ein Mass sein für den Betrag der in dem gegebenen Gasvolumen per Sekunde erzeugten Ionisierung. Die Ablenkung der Elektrometernadel in der Sekunde, die proportional ist dem Betrage, zu dem sich E' auflädt, wird also proportional sein dem Betrag der im Gase erzeugten Ionisierung, und wird also ein Mass für den Betrag der Ionisierung sein.

Zur Messung der Ionisierung bei verschiedenen Temperaturen des Gases wurde folgende Methode angewandt. Ich erregte die Strahlen und liess sie fünf oder zehn Minuten lang in den Cylinder eintreten, so dass die Ionisierung einen stationären Zustand erreichen konnte.

Während dieses Zeitraumes waren die Elektrode E' und die Elektrometerquadranten zur Erde geleitet. Am Ende dieses Zeitraumes wurden durch einen aus der Entfernung mittels Schnurlaufes bethätigten Schlüssel die mit E' verbundenen Quadranten isoliert und konnten nun eine gegebene Anzahl von Sekunden lang sich aufladen. Nach Verlauf dieser gegebenen Zeit wurde die Strahlung unterbrochen und die Ablenkung der Elektrometernadel beobachtet. Mehrere derartige Ablesungen wurden bei gewöhnlicher Zimmertemperatur gemacht und das Mittel aus denselben genommen. Dann wurden der Cylinder und die eingeschlossene Luft auf eine bestimmte Temperatur erwärmt, und wenn diese Temperatur stetig geworden war, wurde wie zuvor beobachtet. Wenn dies geschehen, wurde die Luft abermals auf eine noch höhere Temperatur erwärmt, und es wurden wiederum die Ablenkungen beobachtet. Das geschah für verschiedene Temperaturen bis hinauf zu den höchsten untersuchten. Der Betrag der Ionisierung bei den verschiedenen Temperaturen konnte so verglichen werden durch Vergleichung der bei diesen Temperaturen erhaltenen Ablenkungen.

Statt die Ablesungsreihen bei der niedrigeren Temperatur zu beginnen und die Luft schrittweise auf höhere Temperaturen zu erwärmen, wurde in einigen Fällen die Reihenfolge umgekehrt und das Gas zu Beginn auf die höchste Temperatur erwärmt und bei dieser die der Ionisierung entsprechende Ablenkung beobachtet. Dann wurde das Gas von Stufe zu Stufe abgekühlt, und es wurden bei jeder Temperatur Ablesungen gemacht. In beiden Fällen wurden ähnliche Resultate erhalten.

Bei dieser Vergleichung war es sehr wesentlich, dass die Ionisierungsquelle während der ganzen Beobachtungsreihe konstante Intensität behielt, da anders ohne Kenntnis des Betrages der Intensitätsänderung eine Vergleichung unmöglich war. Selbst bei Anwendung einer Röhre mit automatischer Regulierung ist es fast unmöglich, vollkommene Gleichmässigkeit in der Intensität der Strahlen zu erhalten. Bei den Beobachtungen liess ich die Röhre, soweit es möglich war, in gleichmässigen Intervallen arbeiten, um sie stetig zu halten, auch machte ich in jedem Falle mehrere Ablesungen und nahm aus diesen das Mittel. Indessen selbst mit diesen Vorsichtsmassregeln kann man keine Gewissheit erzielen über die Konstanz der Intensität der Strahlung während der Dauer des Versuches, wenn man sich nicht einer unabhängigen Kontrolle zum Nachweis ihrer Konstanz bedient. Deshalb schaltete ich, um die Strahlen auf ihre Konstanz hin zu prüfen, einen kleinen Kontrollapparat zwischen die Strahlenquelle und den grossen Cylinder ein, wie dies Fig. 1 zeigt. Fig. 2 zeigt ihn im einzelnen.

Er bestand einfach aus einem rechtwinkligen Kasten aus Bleifolie von etwa 12,5 cm Seitenlänge der Grundfläche und 10,4 cm Länge, dessen Enden mit Papier bedeckt waren. Er enthielt zwei parallele Zinkplatten von etwa 9 cm im Quadrat, welche als Elektroden dienten. Eine dieser Platten war mit dem gleichen Batteriepol verbunden wie E. Aus der Mitte der anderen Platte war eine kreisrunde Scheibe von 3,5 cm Durchmesser ausgeschnitten und vom übrigen Teile der Platte isoliert. Der äussere Teil der Platte wirkte als Schutzring und war zur Erde abgeleitet, während die mittlere Scheibe durch den Schlüssel K nach Bedarf mit dem Elektrometer verbunden werden konnte. Die Strahlen gingen auf ihrem Wege zum Messingcylinder zwischen diesen Platten hindurch und ionisierten die Luft zwischen ihnen. Blieb die Intensität der Strahlen konstant, so musste der Sättigungsstrom zwischen diesen Platten konstant bleiben, und irgendeine Änderung in der Intensität der Strahlen musste sich durch eine entsprechende Änderung des Stromes anzeigen. Nach erfolgter Ablesung in betreff der Luft im Cylinder BC wurde die Verbindung bei K zur Elektrode F geschaltet und der Betrag des Abfalls im Kontrollapparat gemessen. Auf diese Weise konnte festgestellt werden, ob irgendeine Änderung, die im Betrag des Abfalls zwischen den Elektroden im Cylinder BC eintrat, auf einer Änderung in der Intensität der Strahlen oder auf einer anderen Ursache beruhte. Dies diente also zur Prüfung der Strahlen.

Fig. 2.

Bei der Beobachtung des Betrages der Ionisierung, wie ihn die Ablenkung der Elektrometernadel angiebt, fand ich, dass mit zunehmender Temperatur der Luft die Ausschläge abnahmen, und dass sie sich im umgekehrten Verhältnis der absoluten Temperatur änderten. Nun muss man hier die Thatsache in Betracht ziehen, dass mit steigender Temperatur der

Luft ihre Dichte im umgekehrten Verhältnis abnimmt, da sich das Gas vollkommen frei in die äussere Luft hinein ausdehnen kann. Perrin[1]) hat gezeigt, dass der Betrag der in einem Gase erzeugten Ionisierung dem Gasdruck proportional ist, und dieses Ergebnis ist später von Rutherford und Mc Clung[2]) bestätigt worden. Im vorliegenden Falle wird daher, wenn die Gasdichte abnimmt, eine entsprechende Abnahme im Betrage der erzeugten Ionisierung eintreten, die vollständig von der Änderung der Dichte herrührt. Um die nur von der Temperaturänderung allein herrührende Wirkung auf die Ionisierung zu bestimmen, muss man eine Korrektion anbringen für die Änderung in der Dichte des Gases. Bei der Ausführung dieser Versuche fand ich dann, dass die mit steigender Temperatur eintretende Abnahme des Betrages der Ionisierung gerade so gross war wie diejenige, welche auf Grund der Abnahme in der Dichte des Gases eintreten musste; brachte ich nun die notwendige Korrektion für die Änderung der Dichte an, so zeigte sich keine Änderung im Betrage der Ionisierung, die von der Änderung der Temperatur direkt hervorgebracht wäre. Mit anderen Worten: würde die Dichte des Gases konstant gehalten, so würde der Betrag der Ionisierung, welche von Strahlen gegebener Intensität erzeugt wird, unabhängig sein von der Temperatur des Gases. Eine Reihe von Ablesungen ist in Tabelle I gegeben als Beispiel für die erhaltenen Ergebnisse.

Tabelle I.

Luft.

Betrag der Ionisierung in Ausschlägen der Elektrometernadel angegeben		Temperatur der Luft
Beobachtete Ausschläge in Skalenteilen	Korrigiert für die Änderung in der Dichte der Luft	
267	267	15° C.
232	279	74°
199	272	120°
179	266	155°
157	258	201°
131	248	272°

Die Korrektion für die Änderung in der Dichte der Luft ist angebracht, so dass die Ausschläge für höhere Temperaturen alle auf dieselbe Einheit reduziert sind wie die für die niedrigste beobachtete Temperatur.

Obschon die Zahlen in der zweiten Spalte nicht vollkommen konstant sind, liegt doch die Abweichung durchaus innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler, besonders wenn man die Schwierigkeit berücksichtigt, die Intensität der Ionisierungsquelle konstant zu erhalten. Die grösste Abweichung vom Mittel beträgt bei diesen Zahlen nur etwa 6,5 Proz., sicherlich eine recht gute Übereinstimmung bei Arbeiten mit Röntgenstrahlen. Die Übereinstimmung ist durchaus eng genug, um zu zeigen, dass die scheinbare Änderung in der Ionisierung bei steigender Temperatur vollständig von der Änderung in der Dichte der Luft herrührt und nicht direkt von der Änderung der Temperatur.

1) Ann. de Chim. et de Physique 11, 496, 1897.
2) Phil. Trans. 196, 1901.

Versuche mit Luft bei konstanter Dichte.

Nach Abschluss der eben beschriebenen Versuche fasste ich das Problem nach der zweiten eingangs erwähnten Methode an und mass den Betrag der Ionisierung, welche in einem Gasvolumen erzeugt wird, das in einem luftdichten Gefäss eingeschlossen ist und auf konstanter Dichte gehalten wird. Diese Methode ist weit präziser als die erstere. Ist die Luft in einem luftdichten Gefäss eingeschlossen, so ist die einzige Grösse, welche die Ionisierung in derselben bei einer Erwärmung der Luft beeinflussen kann, die Temperaturänderung selbst. Die Frage ist somit durch Ausschaltung der Dichtenänderung vereinfacht.

Obschon diese Methode die Sachlage in einer Hinsicht vereinfachte, so komplizierte sie dieselbe doch in einer anderen. Es entstand nämlich gleich anfangs die Schwierigkeit, ein geeignetes Gefäss zu konstruieren, das bei den höheren Temperaturen luftdicht blieb. Es müssen notgedrungen an dem Gefäss einige Verbindungsstellen zwischen verschiedenen Materialien sein, und das Problem, diese Verbindungen luftdicht herzustellen, bot beträchtliche Schwierigkeiten. Ich versuchte verschiedene Methoden, das Gefäss luftdicht zu machen, doch erwies sich keine derselben als zufriedenstellend, bis endlich folgender Apparat konstruiert wurde, dessen Einzelheiten Fig. 3 zeigt.

AB war ein kreisförmiger Messingcylinder von 24 cm Länge und 7,6 cm Durchmesser. Das Ende *A* war an den Cylinder hart angelötet. Alle Messingverbindungen wurden, wo immer es angängig war, durch Hartlot hergestellt, da gewöhnliche Lotverbindungen nutzlos waren, weil einige der bei den Versuchen erreichten Temperaturen oberhalb des Schmelzpunktes des Lötmetalles lagen. Am Ende *B* war eine schwere Messingflansche hart angelötet, wie sie bei *FF* zu sehen ist. *PP* war eine dicke Aluminiumplatte von 6 mm Dicke, welche flach auf die Flansche passte. Die Mitte dieser Platte war 5 mm tief ausgespart, wie in der Zeichnung angegeben, und gestattete so den Strahlen leicht den Eintritt in den Cylinder. Um die Verbindung zwischen dieser Platte und der Flansche luftdicht zu machen, wurde ein zur Dicke von 1 bis 2 mm ausgezogener Blei-

draht flach auf die Flansche gelegt, so dass das eine Ende desselben sauber über das andere hinüberragte; dann wurde die Platte *PP* flach auf diesen Draht aufgelegt und mittels starker Eisenschrauben fest auf die Flansche geschraubt, bis der Bleiring zu seiner halben Dicke oder darunter zusammengepresst war. Diese Verbindung erwies sich als sehr befriedigend und widerstand jeder bei den Versuchen angewandten Temperatur.

E und *E'* waren zwei parallele Messingplatten, zwischen denen der Betrag des Abfalls gemessen wurde, wenn die Strahlen nach dem Eintreten am Ende *B* zwischen ihnen hin-

Fig. 3.

durchgingen. Die Platte *E* war mit einem geerdeten Schutzring umgeben. Diese Platten wurden von den starken Messingstangen *H* und *H'* getragen, welche durch die grossen isolierenden Ebonitstopfen *K* und *K'* nach aussen geführt waren. Diese Ebonitstopfen passen in die Enden der Messingröhren *D* und *D'*, und diese Röhren waren beträchtlich lang gemacht, so dass die Isolierung zweckmässig weit von dem zu erwärmenden Cylinder entfernt werden konnte. Um die Verbindungen zwischen den Ebonitstopfen und den Messingröhren luftdicht zu machen, wurden grosse Gummikorken *M* und *M'* so ausgebohrt, dass sie dicht darüber passten; alsdann wurden sie mit starkem Draht fest umwunden. Eine ähnliche Verbindung war bei *N* und *N'* mittels starken Gummidruckschlauches hergestellt. Diese Verbindungen erwiesen sich gleichfalls als sehr befriedigend.

Der Cylinder und das eingeschlossene Gas wurden durch einen elektrischen Strom erwärmt, welcher durch eine um den Cylinder dicht gewickelte und von ihm durch Asbestpappe isolierte Neusilberspule ging. Auf diese Weise konnte das Gas im Cylinder sehr schnell erhitzt werden, und durch Regulierung des Stromes konnte die Temperatur des Gases ganz konstant erhalten werden. Die Temperatur des Gases wurde gemessen mittels eines Quecksilbermanometers *R*, das mit dem Rohre *T* verbunden war, wie dies Fig. 4 zeigt, woselbst die allgemeine Anordnung des Apparates angegeben ist. Der Temperaturzuwachs, wie ihn die Ausdehnung des Gases anzeigt, wurde durch die Höhe gemessen, bis zu welcher das Quecksilber im Arm *L* über einen festen Punkt *Q*

Fig. 4.

stieg. Das Quecksilber im Arme *Q* konnte stets auf den gleichen Punkt gebracht werden durch Justierung der Höhe des Quecksilberreservoirs *S*, und so konnte das Gas im Cylinder auf konstantem Volumen und konstanter Dichte gehalten werden. Durch die Messung der Temperatur nach dieser Methode wurde die Notwendigkeit vermieden, ein Quecksilberthermometer in das Gefäss einzuführen und so die Zahl der herzustellenden luftdichten Verbindungen verringert.

Die Art der Beobachtung war einigermassen ähnlich der schon bei der ersten Methode beschriebenen. In einigen Fällen wurde die Ionisierung bei mittlerer Zimmertemperatur gemessen und dann das Gas allmählich von Stufe zu Stufe erwärmt. In den anderen Fällen wurde die umgekehrte Reihenfolge eingehalten und die Ionisierung zuerst bei der höchsten Temperatur gemessen und dann das Gas allmählich abgekühlt und die Messungen bei den verschiedenen Temperaturen gemacht.

Eine etwas abweichende Form des Kontrollapparates zur Prüfung der Intensität der Strahlen wurde auch in diesem Falle angewandt. Eine Zeichnung desselben ist in Fig. 5 gegeben.

In diesem Falle bestanden die Elektroden aus äusserst dünner Aluminiumfolie, die auf Kupferrahmen ausgespannt war, und die Strahlen gingen senkrecht zur Ebene der Folie durch. Diese Form wurde angewandt, damit der Kontrollapparat weniger Raum einnahm, so dass der Cylinder möglichst nahe an die Strahlenquelle gebracht werden konnte. Dieser Kontrollapparat wurde aufgestellt wie in Fig. 4 angegeben. Eine Elektrode war mit dem gleichen Pole der Batterie verbunden wie die Elektrode E'. Die andere Elektrode war parallel mit einem Kondensator C durch einen Schlüssel IV mit dem Elektrometer verbunden. Dieser Schlüssel wurde mittels Schnurlaufes aus der Ferne bethätigt und konnte im gleichen Moment geöffnet werden wie der Schlüssel, durch welchen E isoliert wurde.

Fig. 5.

Zu den Beobachtungen erregte ich die Strahlen und liess sie eine bestimmte Sekundenzahl wirken, so dass die Ionisierung einen stationären Zustand erreichen konnte. Dabei waren die beiden Elektroden E und $\mathcal{J}$ geerdet. Am Ende dieses Zeitraumes wurde die Elektrode E isoliert und gleichzeitig der Schlüssel W geöffnet, und die Strahlen wurden eine bestimmte Zeit wirken gelassen. Die Elektroden E und $\mathcal{J}$ konnten sich so während genau derselben Zeit und unter dem Einfluss genau desselben Strahlenkegels aufladen. Es wurde die der Ladung auf E entsprechende Elektrometerablesung gemacht, dann wurden die Elektrometerquadranten entladen und wieder isoliert, darauf wurde der Schlüssel W geschlossen und der der Ladung auf $\mathcal{J}$ entsprechende Ausschlag beobachtet. Dieser diente daher als sehr genaue Kontrolle für die Konstanz der Strahlen während genau derselben Zeit, in der die Messungen am Cylinder AB ausgeführt wurden.

Das erste mit diesem Apparate untersuchte Gas war natürlich Luft, um zu sehen, ob die Resultate in Übereinstimmung stehen würden mit denen der früheren Experimente. Es wurden über einen Bereich von nahezu 200° C. Beobachtungen gemacht, und die erhaltenen Resultate bestätigten genau meine früher erhaltenen Ergebnisse. In diesem Falle blieb, wenn die Dichte der Luft konstant gehalten wurde, auch der Betrag der Ionisierung konstant. Die Temperaturänderung der Luft hatte keinerlei Einfluss auf den Betrag der in derselben erzeugten Ionisierung. Eine Reihe der erhaltenen Resultate ist als Beispiel in der Tabelle II aufgeführt.

Tabelle II.

Luft.

Ionisierung gegeben in Skalenteilen für den Cylinder AB	Ionisierung gegeben in Skalenteilen für den Kontrollapparat	Temperatur der Luft im Cylinder AB
83,7	27,0	201° C.
86,5	30,3	152°
82,8	27,7	118°
85,8	31,5	87°
80,4	28,5	45°
83,2	28,5	14°

Aus den nach den beiden Methoden erhaltenen Resultaten scheint also unzweifelhaft hervorzugehen, dass wenn die Dichte eines gegebenen Luftvolumens konstant gehalten wird, der Betrag der in ihm in der Sekunde durch Strahlen von gegebener Intensität hervorgerufenen Ionisierung völlig unabhängig ist von der Temperatur der Luft.

Messungen an Kohlensäure und Wasserstoff.

Das nächste untersuchte Gas war Kohlensäure. Sie wurde genau in der gleichen Weise behandelt, wie es mit Luft geschehen war. Sie wurde in der üblichen Weise durch Einwirkung reiner Salzsäure auf Marmor hergestellt und vor dem Eintritt in den Cylinder getrocknet durch Streichen über Bimsstein, der mit starker Schwefelsäure getränkt war. Die an diesem Gase erhaltenen Resultate waren in vollkommener Übereinstimmung mit den an Luft erhaltenen. Die Beobachtungen wurden über einen noch grösseren Temperaturbereich ausgedehnt als es bei Luft der Fall gewesen war. Es zeigte sich für Kohlensäure dasselbe Gesetz gültig, dessen Gültigkeit für Luft nachgewiesen worden war. Eine Reihe von Resultaten für dieses Gas ist in Tabelle III angeführt.

Tabelle III.
Kohlensäure.

Ionisierung gegeben in Skalenteilen für den mit Kohlensäure gefüllten Cylind. AB	Ionisierung gegeben in Skalenteilen für den Kontrollapparat	Temperatur der Kohlensäure im Cylinder AB
80,1	24,9	222° C.
84,4	25,1	182°
82,0	25,2	146°
79,1	24,6	108°
83,8	26,2	69°
87,1	25,3	17°

Eine beträchtliche Zahl von Versuchen wurde auch mit Wasserstoff gemacht. Es erwies sich als sehr schwierig, mit Wasserstoff wirklich befriedigende Resultate zu erhalten, wegen der grossen Schwierigkeit, den Cylinder für dieses Gas vollkommen gasdicht zu machen. Die Verbindungen, welche sich bei Luft und bei Kohlensäure so ausgezeichnet bewährten, erfüllten ihren Zweck bei Wasserstoff nicht so gut wegen der leichteren Diffusion desselben; ich war deshalb nie imstande, das Gefäss für Wasserstoff vollkommen gasdicht zu machen. Die Schwierigkeit wurde noch vermehrt durch den Umstand, dass der Betrag der in Wasserstoff erzeugten Ionisierung so viel kleiner ist als für die anderen Gase, und dass daher die zu messende Wirkung viel kleiner war. Infolgedessen waren die für Wasserstoff erhaltenen Ergebnisse nicht so genau wie die für Luft und für Kohlensäure erhaltenen. Indessen meine ich, dass man, wenn man die Gesamtheit der Resultate betrachtet, auf die Gültigkeit desselben Gesetzes für Wasserstoff schliessen darf, welches für die anderen Fälle gilt. Tabelle IV enthält eine Reihe für Wasserstoff erhaltener Resultate.

Tabelle IV.
Wasserstoff.

Ionisierung gegeben in Skalenteilen für den mit Wasserstoff gefüllten Cylind. AB	Ionisierung gegeben in Skalenteilen für den Kontrollapparat	Temperatur des Wasserstoffs im Cylinder AB
89	299	226° C. (angenähert)
96	295	187° „
88	302	148° „
78,9	304	112° „
79,9	295	78° „
66,7	284	14° „

Trotz der beträchtlichen Abweichung in obigen Zahlen, glaube ich doch, dass der Mangel an Konstanz hauptsächlich aus der Undichtigkeit des Gefässes erklärt werden kann. Übrigens meine ich, aus allen erhaltenen Resultaten kann man schliessen, dass Wasserstoff hinsichtlich des Einflusses der Temperatur auf die Ionisierung demselben Gesetz folgt, welches für Luft und Kohlensäure aufgestellt worden ist.

Diskussion der Resultate.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Versuche haben klar bewiesen, dass in einem auf konstanter Dichte gehaltenen gegebenen Gasvolumen der Betrag der durch Röntgenstrahlen von bestimmter Intensität erzeugten Ionisierung von der Temperatur des Gases unabhängig ist. Prof. Perrin beschreibt in seiner eingangs erwähnten Arbeit einige Versuche, die er über denselben Gegenstand angestellt hat. Die von ihm erhaltenen Resultate stimmen indessen mit den von mir in der vorliegenden Arbeit gegebenen nicht überein. Er bediente sich einer Differentialmethode. Er liess die Strahlen gleichzeitig zwischen zwei Sätzen paralleler Platten durchgehen. Dann glich er die auf den einen Plattensatz ausgeübte Wirkung gegen die auf den anderen ausgeübte so ab, dass die resultierende Wirkung auf das Elektrometer gleich Null war. Diese Einstellung wurde bei einer bestimmten Temperatur justiert, dann die Temperatur des Gases in dem Gefässe, welches den einen Plattensatz enthielt, geändert und darauf die Einstellung untersucht. Für den Temperaturbereich von —12° bis 148° C. fand er keine merkliche Änderung der Einstellung. Er schliesst daher, dass, da keine Änderung in der Einstellung eintrat und die Dichte der Luft sich umgekehrt wie die absolute Temperatur änderte, sonach die gesamte Ionisierung proportional der absoluten Temperatur sein müsste, wenn die Luft auf konstanter Dichte gehalten würde. Einen Grund für die Diskrepanz zwischen seinen Resultaten und den von mir erhaltenen vermag ich nicht mit Sicherheit anzugeben; ich halte es aber für wahrscheinlich, dass der von ihm benutzte Apparat vielleicht nicht empfindlich genug war zum Nachweise der Ionisierungsänderung. Er erwähnt, dass bei den höheren Temperaturen „das erwärmte Gefäss weniger aktiv erschien", schrieb dies aber anderen Ursachen zu. Es scheint äusserst wahrscheinlich, dass dies eine ursprüngliche Wirkung war, dass aber das Instrument zum Nachweis nicht empfindlich genug war, die Wirkung hinreichend deutlich zu machen. Bei meinen Versuchen wurde ein sehr empfindliches Elektrometer benutzt; es gab einen Ausschlag von etwa 2000 Skalenteilen bei einer Potentialdifferenz von einem Volt zwischen den Quadranten. Jede in der Ionisierung eintretende Änderung konnte daher unschwer nachgewiesen werden.

Zum Schluss möchte ich Herrn Prof. Thomson meinen Dank ausdrücken für das freundliche Interesse, welches er während des Verlaufes dieser Arbeit gezeigt hat, und für die erteilten Ratschläge.

Cavendish-Laboratorium, Cambridge (England), 5. November 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 18. März 1904.)

Gasentladungen und Lichtbögen mit glühenden Leitern zweiter Klasse als Strombasis.

Von Ewald Rasch.

Das von mir (1899) angegebene Prinzip[1]) Gasentladungen durch zweckbewusste Erhitzung von Leitern zweiter Klasse zu erzeugen bezw. zu unterhalten, ist in neuerer Zeit Gegenstand erhöhter Aufmerksamkeit und prinzipiell wichtiger, theoretisch-experimenteller Arbeiten geworden.

Es darf mir wohl gestattet sein, über dieses Thema einige Bemerkungen zu machen, die weniger den unfruchtbaren Zweck verfolgen, meine wissenschaftlichen Prioritätsansprüche[2]) laut zu betonen, als einige Fragen sachlich zu streifen.

E. Bose (1901)[3]), Wehnelt (1903)[4]), J. Stark (1904)[5]) sowie F. L. Tufts (1904)[6]) haben neuerdings meine Beobachtungen dahin bestätigt, dass erhitzte bezw. glühende Leiter zweiter Klasse weitaus geeigneter als Leiter erster Klasse sind, Gasentladungen[7]) sei es im Vakuum sei es in freier Atmosphäre zu unterhalten, mit einem Wort, dass Leiter zweiter Klasse weitaus bessere Lichtbogenbildner sind, als die Metalle. Von letzteren hat bekanntlich L. Arons[8]) nachgewiesen, dass sie überaus schlechte und labile Lichtbogenbildner sind — was naturgemäss bei Wechselstrombetrieb bei seinen Versuchen besonders deutlich zum Ausdruck kam.

Meine mit Wechselstrom ausgeführten Versuche hatten trotzdem eine überraschende Ruhe und Stabilität der zwischen geeigneten Leitern zweiter Klasse hergestellten Lichtbogenentladung ergeben.

Mit Recht weist daher F. L. Tufts (l. c.) darauf hin, dass bei Verwendung von Oxydelektroden, beispielsweise von Calciumoxydelektroden „der mit einer E. M. K. von 150 Volt erhaltene Strom nahezu 600 mal grösser war, als derjenige mit reinen Platinelektroden unter den gleichen Bedingungen“.

Herr J. Stark hat insbesondere (l. c.) die „Zündung des Lichtbogens an Metalloxyden“ eingehender studiert; er betont die Leichtigkeit, mit welcher Glimmentladungen in Lichtbogenentladungen umschlagen, sofern als Strombasis glühende Leiter zweiter Klasse verwendet werden.

Dasselbe gilt nach meinen Beobachtungen auch für Funkenentladungen, zu deren Einleitung in der Nähe glühender Leiter zweiter Klasse übrigens anormal niedrige (dem Schlagweitengesetz nicht gehorchende) Potentialdifferenzen hinreichen.

Gerade diese Beobachtungen führten mich bald dazu, die ursprünglich mit Strömen höherer Spannung (1898) begonnenen Versuche auf solche mit Starkstromentladungen bei niedriger Elektrodenspannung auszudehnen (1899).[1])

Einmal war hierbei der Wunsch massgebend, experimentell die theoretische Folgerung zu bestätigen, dass ein Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse in Anbetracht der überaus grossen Mannigfaltigkeit der anwendbaren Strahler bezw. Elektrodenmassen sowohl hinsichtlich der Temperaturstrahlung (Elektrodenanteil) als auch hinsichtlich der selektiven Emission der glühenden Dämpfe des Bogens die praktische Möglichkeit bieten müsse, eine Lichtquelle von bisher unbekannt günstiger Ökonomie zu schaffen.[2])

Die Versuche haben diese Vermutung vollauf bestätigt. Sodann aber auch schien es mir angezeigt, von der — physikalisch gemeinhin bevorzugten — Methode, Gasentladungen etc. im Vakuum bei hohen Elektrodenspannungen zu untersuchen, abzugeben und die Erscheinungen auch bei höheren Stromstärken und niedrigen Spannungen zu studieren, einem Fall, der übrigens für praktische Zwecke, auch für die von mir empfohlenen Vakuumlampen, das grössere Interesse besitzt.

Hierdurch schienen mir ausserdem reinere, übersichtlichere Versuchsbedingungen geschaffen zu werden, da die schwer übersehbaren Einflüsse des inneren Widerstandes und der Induktanz der Stromquelle (Transformator oder dergl.), des Vorschaltwiderstandes sowie der von der Elektrodentemperatur abhängigen Dampfspannung etc. zum grösseren Teil wenigstens hierdurch eliminiert werden.

1) Rasch, „Verfahren zur Erzeugung von elektrischem Bogenlicht.“ D. R.-P. 117214; D. R.-P. 137788, 1899; ferner „Ein neues Verfahren zur Erzeugung von elektrischem Licht“ Elektrotechn. Zeitschr. **22**, 155 ff., 1901.

2) Herr B. v. Czudnochowski nimmt bekanntlich — ohne über eigene Versuchserfahrungen zu verfügen — dem von mir angegebenen Lichtbogen gegenüber eine sehr abfällige Stellung ein (Verh. d. deutsch.-phys. Ges. **5**, 168 f., 1903; vgl. auch meine Erwiderung ebenda **5**, 276 ff.), die auch durch seinen Aufsatz (diese Zeitschr. **5**, 99, 1904) nicht gemildert werden kann. Die Prioritätsfrage in dem hier angeregten Sinne (diese Zeitschr. S. 99, 1904) dürfte weder vom wissenschaftlichen Standpunkte noch auch vom patentrechtlichen zweifelhaft sein. Eine — post festum — aufgeworfene Diskussion dieser Art muss als unfruchtbar und ohne seriöses Interesse an dieser Stelle abgelehnt werden.

3) E. Bose, Ann. d. Phys. **9**, 164, 1902.

4) A. Wehnelt, Erlang. Ber. 1903, S. 150.

5) J. Stark, diese Zeitschr. **5**, 81, 1904.

6) F. L. Tufts, diese Zeitschr. **5**, 76, 1904.

7) E. Rasch, Gasentladungen an elektrolytischen Glühkörpern. Ann. d. Phys. **11**, 202, 1903.

8) L. Arons, Ann. d. Phys. **1**, 700 ff., 1900.

1) D. R.-P. 117214, D. R.-P. 137788 (1899); ferner Ann. d. Phys. **11**, 202, 1903.

2) Auch die neueren sogenannten „Flammenbogenlampen“ (Bremer u. A.) benutzen seit dieser Zeit die selektive Emission verdampfender Leiter zweiter Klasse; ein Verfahren, dessen Einführung in die Technik ich bereits im Jahre 1892 — wenn auch ohne Verständnis zu finden — versucht habe. (Pat. Anmeldung R. 7687 VIII 21 c; 1892. Cf. auch Zeitschr. f. Elektrotechn. u. Maschinenbau 1903, Heft 4—12.

Überdies glaubte ich vermuten zu dürfen, dass ein durch glühende Leiter zweiter Klasse unterhaltener Lichtbogen — wenigstens bei einzelnen Ausführungsformen — eine merkliche Kapazität besitze.

Die obigen Voraussetzungen sind durch die Versuche vollauf bestätigt worden. Es konnte beispielsweise nachgewiesen werden, dass an Lichtbögen zwischen Leitern zweiter Klasse bei forciertem Betriebe spezifische Lichtausbeuten bis zu 5,2 Hefnerkerzen pro Watt erzielt werden konnten, eine Ökonomie, die nach älteren Untersuchungen (Tumlirz) über das sogenannte „mechanische Äquivalent des Lichtes" bisher als höchst erreichbarer „Nutzeffekt" angesehen worden war.

Selbstverständlich kommt hierbei einmal die spektrale Helligkeitsverteilung und die Temperatur der Vergleichslampe (Amylacetatlampe), zweitens die der verglichenen Lichtquelle und drittens die Reizempfindlichkeit der Netzhaut für Strahlen verschiedener Schwingungszahl in Frage, so dass, wie ich a. O.[1]) nachgewiesen habe, nichts im Wege steht Lichtquellen zu realisieren, die den bisher geläufigen und neuerdings noch verfochtenen Anschauungen[2]) entgegen höhere Lichtausbeuten als 100 Proz. aufweisen können.

Für die Theorie des Lichtbogens schlechthin erscheint es ferner nicht ohne Interesse, dass durch zweckbewusste Auswahl der Elektrodenmassen selbst bei dem bekanntlich weit ungünstigeren Wechselstrombetrieb mit Leichtigkeit ein Elektrolytlichtbogen realisiert werden konnte, der dieselbe Stabilität und günstige Charakteristik zeigte, wie ein Gleichstromlichtbogen aus homogener Kohle.[3])

Es wurden für die Charakteristik[4]) eines Wechselstromlichtbogens zwischen symmetrischen horizontalen Elektroden, die aus Zirkonoxyd, Yttriumoxyd und (durch die Stromzuleitungen eingetragenen) Oxyden des Eisens bestanden für die praktischen Zwecke genügenden durchaus Thompsonschen Gleichung:

1) E. Rasch, Bemerkungen über den Lichtbogen zwischen Leitern II. Klasse. Elektrotechn. Zeitschr. S. 373 f., 1901; vgl. ferner: Rasch, „Fortschrittliche Prinzipien der Lichttechnik." Zeitschr. f. Elektrotechn. u. Maschinenbau 1903, Heft 4—10. (Sonderabdruck S. 7 ff., S. 28 ff.)

2) H. Ångström, Wied. Ann. S. 633, 647, 1899.

3) Herr v. Czudnochowski vermeint (diese Zeitschr. 5, 99 ff., 1904) auch diese Thatsache, dass mein Lichtbogen selbst bei Wechselstrombetrieb die — günstige — Charakteristik des Kohle-Gleichstromlichtbogens (Homogenkohlen) aufweist (oder richtiger gewünschten Falles verwirklichen kann) und nicht die ungünstige des Wechselstrom-Kohlelichtbogens als bedenklich deuten zu müssen. Demgegenüber ist zu erinnern, dass der Gleichstrom-Kohlelichtbogen, wie in Theorie und Praxis hinreichend bekannt, hinsichtlich Stabilität und Ökonomie der weitaus günstigere ist.

4) Dass übrigens die Lichtbogenlänge richtiger die Elektrodendistanz bei meinen Versuchen an horizontalem, bei den hiermit verglichenen Versuchen (Heubach etc.) an vertikalen gewonnen sind, zieht Herr v. Czudnochowski nicht in Rechnung.

$$E = k + b\frac{L}{J}$$

folgende Konstanten ermittelt:

$$k = 31{,}35$$
$$b = 30$$

während der Gleichstromlichtbogen zwischen Kohlenstoff als homogenem Elektrodenmaterial die Konstanten $k=43$; $b=32$ aufweist.

Man erkennt hieraus, dass man erwünschten Falles imstande ist, bei einem Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse genau die gleiche, Stabilität und Energieverteilung bedingende, Charakteristik wie beim Gleichstromlichtbogen zwischen homogenem Kohlematerial (letzteres als Stoff gegenüber den Leitern zweiter Klasse betrachtet) zu erzielen.

Elektrodenabstand L = konst.
Elektrodendurchmesser = 2,5 mm

Fig. 1.

Bei Ermittelung der Thompsonschen $\varphi\,(E, L, J)$ Charakteristik wurde eine der drei variablen Grössen, nämlich L, konstant gehalten. Man erhält dann die lineare Energiegleichung:

$$A = EJ = kJ + b\,L_{\text{konst.}}$$

In einem Koordinatensystem mit den Ordinaten EJ und den Abszissen I findet man ohne weiteres, wie dies die hier wiedergegebene Fig. 1[1]) für $L = 1$ mm erkennen lässt, die beiden Konstanten k und b.

Die Konstante k kennzeichnet ersichtlich den Spannungsabfall bezw. den Übergangswiderstand an der Strombasis beider Elektroden (der sich übrigens in dem vorliegenden Falle wegen der Kongruenz beider Elektroden und des angewandten Wechselstromes auf beide Elektroden

1) Elektr. Zeitschr. 22, 155 ff., 1901 (Fig. 4).

zu gleichen Teilen verteilt) während die Konstante b die in den glühenden Gasen des Lichtbogens entwickelte und von diesem emittierte Energie bestimmt.

In einem Aufsatze „Über den elektrischen Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse“ [1]) spricht nun Herr v. Czudnochowski die schwer erklärliche Anschauung aus, dass „bei dem Bogen zwischen Leitern zweiter Klasse der eigentliche Bogen minimal“ sei, während an derselben Stelle (S. 102) von einem raschen Anstieg der $\varphi(E, L)$-Kurve — als typischer Eigenschaft des von mir angegebenen Lichtbogens schlechthin — gesprochen wird, was zu erneuten, bereits a. a. O. widerlegten [2]) Bedenken hinsichtlich der Regulierfähigkeit dieses Bogens führt.

Im Gegensatz hierzu heisst es in meiner von ihm citierten Arbeit: „Die Lichtentwickelung ist ferner nicht nur auf die weissglühenden Elektrodenenden beschränkt; es nehmen vielmehr auch die weissglühenden gasförmigen Elektrodenpartikel an der Lichtentwickelung einen bedeutsamen Anteil und bilden eine mit rein weissem, milden Glanze leuchtende, deutlich abgegrenzte Gaskorona“.

Die beiden erwähnten Behauptungen des Herrn v. Czudnochowski sind übrigens auch sonst nicht vereinbar. Denn wenn der Anstieg der EL-Kurve $\left(tg\,\alpha = \frac{dE}{dL}\right)$ bei dem Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse — wie Herr v. Czudnochowski irrigerweise vermeint — stets und schlechthin abnorm gross wäre (was de facto nur für gewisse, besonderen Anforderungen anderer Art entsprechenden Elektrodenmassen mit möglichst geringer Zerstäubung, Vakuumdauerbrandlampen zutrifft), so ist hiermit gesagt, dass die von dem eigentlichen Bogen emittierte Energie (S_{Bogen})

$$S_{Bogen} = bL = L\mathfrak{J}\frac{dE}{dL}$$

relativ gross ist, da die Neigungstangente der EL-Kurve

$$\frac{dE}{dL} = \frac{b}{\mathfrak{J}}$$

ist. Ceteris paribus (L und $\mathfrak{J}$ = konst.) ist mithin der Anteil der Bogen- bezw. Flammenstrahlung um so bedeutender, je grösser die Konstante b bezw. der Anstieg der $\varphi(EL)$-Kurve ist.

Das Verhältnis der energetischen Strahlung S_B des eigentlichen Lichtbogens zur Gesamtstrahlung S_Σ ergiebt sich aus:

$$\frac{S_B}{S_\Sigma} = \frac{bL}{\mathfrak{J}k + bL} = \frac{1}{1 + \frac{k}{b}\frac{\mathfrak{J}}{L}} = \frac{\frac{dE}{dL}}{\frac{k}{L} + \frac{dE}{dL}}$$

Hieraus geht zweifelsfrei im Widerspruch zu Herrn v. Czudnochowski hervor, dass der Anteil der im eigentlichen Lichtbogen umgewandelten Energie (selektochromatische Emission der glühenden Gase) bei dem von ihm diskutierten Lichtbogen zwischen „mittelharten“ Elektroden aus Leitern zweiter Klasse relativ gross ist, das das Verhältnis $\frac{\text{Lichtbogenstrahlung}}{\text{Gesamtstrahlung}}$ um so grösser ist, je steiler die EL-Kurve ansteigt, also mit $\frac{dE}{dL}$ anwächst.

Weiter geht aus der Thomsonschen Gleichung nach Obigem hervor, dass für $\frac{dE}{dL} = 0$ auch $\frac{S_B}{S_\Sigma} = 0$ wird, mit anderen Worten, dass unter diesen Umständen die durch die glühende Gasstrecke des Lichtbogens vermittelte Stromleitung aufhört, der Lichtbogen also erlischt.

Physikalisch selbstverständlich ist weiter die Thatsache, dass man der den Leitungswiderstand der Flammenbogengase kennzeichnenden Konstanten $b = \mathfrak{J}\frac{dE}{dL}$ ($\mathfrak{J}$ = konst.) gerade in Anbetracht der grossen Mannigfaltigkeit der verschiedensten als Elektrodenmasse benutzbaren Leiter zweiter Klasse in bisher unbekannt weiten Grenzen beliebige und erwünschte Werte zu erteilen vermag. [1]) Man braucht zu diesem Ende den Elektrodenkörpern nur solche Leiter zweiter Klasse beizumischen, deren Dämpfe eine hohe elektrische Leitfähigkeit besitzen, z. B. Salze der Metalle der Alkaligruppe um „elektrische Entladungen zu erhalten, die je nach Stromspannung, Stromstärke und Gasdruck den Charakter mächtiger Flammen oder den von Gasentladungen in Vakuumröhren zeigen“. (Rasch, Gasentladungen an elektrolytischen Glühkörpern Ann. d. Phys. 11, 202 ff., 1903; vgl. auch Rasch, Eine neue Methode zur Ausführung pyrochemischer Reaktionen. Zeitschr. f. Elektroch. 8, 162 ff., 1903).

Was nun die Charakteristik eines Lichtbogens anlangt, so ergiebt begreiflicherweise eine genauere Analyse eines Lichtbogens, wie sie beispielsweise von Frau Hertha Ayrton in klassisch

1) Diese Zeitschr. 5, 99 ff., 1904.
2) v. Czudnochowski, Verhandl. d. deutsch. Phys. Ges. 5, 160 u. 168, 1903; 6, 137 f, 1904. Rasch, Verhandl. d. deutsch. Phys. Ges. 5, 268—276, 1903; 6, 139 f., 1904.

1) Der kürzeren Ausdrucksweise habe ich (vgl. E. T. Z. 22, 155 ff., 1901) zwischen „weichen“, „mittelharten“ und „harten“ Elektrodenmassen unterschieden. Die ersteren, die eine gesonderte Vorwärmung nicht erfordern, zeigten eine relativ weniger günstige Lichtausbeute. Die Behauptung, dass lediglich mittelharten Elektroden Aussicht auf Anwendbarkeit zukomme, habe ich nicht — wie Herr v. Czudnochowski vermeint — aufgestellt, sie wäre auch in dieser apodiktischen Form nicht aufrecht zu halten.

durchsichtiger Weise für den Gleichstromlichtbogen zwischen Elektroden aus homogener Kohle durchgeführt worden ist, naturgemäss eine sekundäre Veränderlichkeit der Konstanten k (Minimalspannung) und b. Diese ist bereits im Hinblick auf die geometrische Formänderung des Lichtbogens, die Vergrösserung der Strombasis an den Elektroden u. a. m. zu erwarten, ist jedoch für die erste Annäherung nicht von Einfluss und kann im Einzelfalle stets durch Einsetzung der korrigierten Konstanten berücksichtigt werden.

Immerhin folgt jedoch auch aus der Ayrtonschen, diese sekundären Einflüsse eliminierenden Gleichung, dass die Neigung der EL-Geraden für $\mathfrak{J} =$ konst. aus

$$\frac{dE}{dL} = \beta + \frac{\delta}{\mathfrak{J}} = \text{konstans}$$

(β- und δ-Konstanten) ist.

Die zur Zeit noch strittige Frage[1]) ob diese Beziehung für sehr kleine Elektrodendistanzen noch gültig ist, kann, da praktisch ohne Belang, hier ausser acht gelassen werden. Jedenfalls ist auch von J. Stark und Kaufmann der geradlinige Verlauf der EL-Kurve beim Glimmstrom in freier Luft bei grösseren Elektrodendistanzen bestätigt worden.

Im Interesse der „Ökonomie wissenschaftlichen Denkens" scheint es also nicht angezeigt diese durchsichtige und bisher bestätigte Gleichung zu verlassen, solange eine Gleichwertiges leistende Beziehung hierzu nicht zwingt. Dies um so weniger als die Charakteristik des Lichtbogens (Thomson, H. Ayrton), wie oben gezeigt, ohne weiteres Fragen zu beantworten gestattet, die anscheinend noch unklar erscheinen. (Verteilung der Energie zwischen Lichtbogen, Elektroden u. s. f.).

Herr v. Czudnochowski hat nunmehr an dieser Stelle[2]) von mir herrührende Beobachtungspunkte[3]) für die Spannung E und den Elektrodenabstand L verzeichnet und durch eine höchst merkwürdige Ausgleichslinie verbunden.

Die beistehende Figur 2 (Kurve 1) lässt den Verlauf dieser Kurve, die bei 110 Volt etwa bereits von vierter Ordnung wäre und auf zahlreiche Wendepunkte hindeutet, erkennen.

Herr v. Czudnochowski untersucht dann ernsthaft die „Frage ob und welche Gründe sich dafür angeben lassen, dass die Annahme eines solchen Verlaufs der $E_b = F(L)$-Kurven gerechtfertigter ist als der einer Geraden."

Er stellt sodann auf Grund dieser durch das Auge eingegebenen Kurve an Hand spekulativer Betrachtungen eine allgemeine Hypothese des Lichtbogens zwischen Leitern zweiter Klasse auf. Die grosse Gefahr eines formalen Interpretationsverfahrens, das in diesem Falle sogar zu weitgehenden irreführenden theoretischen Schlussfolgerungen geführt hat, liegt auf der Hand.

Herr v. Czudnochowski übersieht nämlich, dass der stufenweise Anstieg der Kurvenpunkte (Fig. 2, 1) nicht etwa eine „typische" innere Erscheinung des Lichtbogens sondern eine einfache Folge der stufenweisen Regelung des Vorschaltwiderstandes ist.

Da nun die Neigungstangente $\frac{dE}{dL}$ der EL-Kurve, wie aus früherem hervorgeht und worauf ich Herrn v. Czudnochowski übrigens bereits a. a. O. hingewiesen habe, in hohem Masse eine

Fig. 2.

Funktion der durch den Vorschaltwiderstand beeinflussten Stromstärke $\mathfrak{J}$ ist, so darf es kaum Wunder nehmen, dass die Neigungstangente $\frac{dE}{dL}$ in demselben Masse wie die Stromstärke $\mathfrak{J}$ periodische Schwankungen um einen bestimmten Mittelwert herum aufweist. Die Stromstärke schwankte bei dem von Herrn v. Czudnochowski citierten Versuch zwischen 2,1 und 2,6 Amp. (E.T.Z. **22**, 155 ff., vgl. dort Fig. 1), also um $\pm$ 11 Proz.

Eine genauere Analyse der Kurve 1 (Fig. 2) ergiebt die Haltlosigkeit der Herrn v. Czudnochowskischen Voraussetzungen und Folgerungen und ergiebt auch aus diesem — wie man sieht, keineswegs ausgesucht guten — Versuch die grosse Wahrscheinlichkeit eines geradlinigen Verlaufes der EL-Kurve.

1) J. Stark, Der Glimmstrom zwischen nahen Elektroden diese Zeitschr. **5**, 96 ff.; W. Kaufmann, diese Zeitschr. **4**, 578, 1903; J. Stark, diese Zeitschr. **4**, 535, 605, 1903.

2) „Über den elektrischen Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse" diese Zeitschr. **5**, 99 ff., 1904.

3) Elektrotechn. Zeitschr. **22**, 155, 1901 (vgl. Fig. 1).

Beobachtet		Differenz Δ; (ber.-beob.)	
Spannung E Volt	Elektroden-distanz L mm	Volt ΔE	Volt ΔL
45	0,1	—2,96	+0,18
53	1,0	+4,12	—0,24
58	1,1	+0,80	—0,04
62	1,2	—1,53	+0,10
65	1,3	—2,85	+0,18
70	1,75	—0,31	+0,03
75	2,50	+7,26	—0,43
90	3,0	+0,64	—0,03
100	3,5	—0,98	+0,07
105	3,6	—4,30	+0,27

Bemerkungen

	Mittlerer	wahrscheinlichste
	Fehler der Einzelbeobachtung	
Spannung	+3,5 Volt	+2,3 Volt
Elektrodendistanz . .	+0,21 mm	+0,14 mm

Berechnet man nämlich aus den in obiger Tabelle verzeichneten Beobachtungswerten (E, L) die wahrscheinlichste φ ($L\,E$)-Gerade, so erhält man für den beobachteten Fall:

$$E = 40{,}36 + 16{,}76\,L.$$

Der wahrscheinliche Fehler der Einzelbeobachtung der Elektrodendistanz L beträgt $\pm 0{,}14$ mm. Eine grössere Genauigkeit möchte ich meinen Beobachtungen, die als Nebenbeobachtungen bei photometrischen Messungen gewonnen wurden, nicht zuschreiben; sie war auch für diese Zwecke nicht erforderlich, da die allgemeine Charakteristik durch die besondere, Fig. 1 wiedergegebene Versuchsreihe ermittelt worden war, bei der natürlich die eine der drei Abhängigen

Fig. 3.

(E, L, J) und zwar die Lichtbogenlänge L konstant gehalten worden war.

Hätte übrigens Herr v. Czudnochowski die Abweichungen der Einzelbeobachtungen ($\pm\,\Delta E$) einer strengeren Prüfung unterzogen, so hätte er aus dem systematisch periodischen Zeichenwechsel der ΔL- bezw. ΔE-Werte (vgl. die obige Tabelle) oder aus dem graphischen Bilde dieses Verlaufes (Fig. 3) ohne weiteres auf äussere periodisch wirksame Einflüsse (Vorschaltwiderstand) schliessen müssen.

Die Ausführungen des Herrn v. Czudnochowski bezüglich des Anstiegs $F(L)$ Kurve sind somit bedauerlicherweise infolge ihrer voreiligen Voraussetzung gegenstandslos.

In Fig. 2 habe ich überdies nach meinen Aufzeichnungen einige weitere Beobachtungen eingetragen, die den Nachweis erbringen, dass der von Herrn v. Czudnochowski vermutete eigenartige Verlauf der EL-Kurve versuchsmässig nicht bestätigt wird, und dass ferner der „Anstieg" $\left(\frac{dE}{dL}\right)$ bei dem von mir angegebenen Lichtbogen selbstverständlish keineswegs — wie Herr v. Czudnochowski vermeint — stets abnorm grosse Werte zeigt, wie die Kurve (4) erkennen lässt.

(Eingegangen 16. März 1904.)

Über das mechanische Äquivalent chemischer Reaktionen und die Arbeitsleistung von Wärmemotoren.

Von Mathias Cantor.

Zu den wichtigsten Aufgaben der Thermodynamik gehört die Bestimmung der Arbeit, welche durch eine chemische Veränderung geleistet werden kann. Die Beurteilung der Arbeitsleistung von Wärmemotoren, bei welchen es sich insbesondere um Verbrennungsprozesse handelt, ist nur ein spezieller Fall jenes allgemeineren Problems. Die Frage, welche Arbeit durch solche Vorgänge gewonnen werden kann, ist vielfach, auch in der letzten Zeit, diskutiert worden[1]), sie hat aber, wie mir scheint, keine allgemeine Lösung gefunden. Um zu einer solchen zu gelangen, muss berücksichtigt werden, dass die chemischen Verwandlungen allgemein unter Arbeits- und Wärmeleistung erfolgen. Es ist nun gar nicht möglich, die erste allein allgemein zu bestimmen, weil diese unmittelbare Arbeitsleistung von der besonderen Art, wie die Verwandlung stattfindet, abhängig ist.

Es kommt nun aber auch der entwickelten Wärme eine bestimmte Arbeitsfähigkeit zu, indem sie bei einer gewissen Temperatur ϑ frei wird und von dieser zu einer anderen ϑ_0 überführt werden kann, ein Vorgang, der allgemein Arbeit zu leisten vermag. Damit derselbe immer ausführbar ist, muss ein Wärmereservoir von so

1) Vergl. K. v. Wesendonk, diese Zeitschr. **4**, 329, 1903; K. Schreber, diese Zeitschr. **4**, 451, 1903; H. Friedenthal, diese Zeitschr. **4**, 425, 1903; Derselbe, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. **4**, Nr. 18, 1902.

grosser Kapazität als gegeben vorausgesetzt werden, dass ihm beliebige Wärmemengen zu- und abgeleitet werden können, ohne seine Temperatur zu ändern — eine Annahme, welche eine gewisse Analogie mit der des konstanten Erdpotentials bildet und praktisch durch eine Kühlwasseranlage genügend erfüllbar ist.

Erst die Summe der bei der chemischen Verwandlung unmittelbar geleisteten und der Arbeit, welche aus der entbundenen Wärme gewonnen werden kann, stellt die ganze Arbeit der chemischen Verwandlung dar und soll der mechanische Effekt der Verwandlung genannt werden. Für den mechanischen Effekt lässt sich nun ein Grenzwert allgemein berechnen, welcher die grösste Arbeit angiebt, die durch die chemische Umsetzung mittels eines wie immer gearteten Motors gewonnen werden kann. Dieser Grenzwert des mechanischen Effektes soll das mechanische Äquivalent der Umsetzung heissen.

Wenn nun bei der Temperatur ϑ eine beliebig kleine Menge des Systems eine chemische Veränderung erfährt und dabei die Energie derselben um dU wächst, während $d\varphi$ und $\bar{d}A$[1]) die bei der Verwandlung abgegebene Wärme und Arbeit (beide in demselben Mass) bezeichnen, so ist:

$$-dU = d\varphi + \bar{d}A \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Aus der produzierten Wärmemenge kann nach dem Carnotschen Theorem die Arbeit

$$d\varphi \frac{\vartheta - \vartheta_0}{\vartheta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

gewonnen werden, also kann im ganzen eine Arbeit:

$$\bar{d}e = \bar{d}A + d\varphi \frac{\vartheta - \vartheta_0}{\vartheta}$$

geleistet werden oder mit Rücksicht auf (1)

$$\bar{d}e = -dU - \frac{\vartheta_0}{\vartheta} d\varphi .$$

Bezeichnet nun S die Entropie des Systems, so ist

$$dS \geqq -\frac{d\varphi}{\vartheta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

je nachdem der Vorgang umkehrbar ist oder nicht und es wird

$$\bar{d}e \leqq -dU + \vartheta_0 dS \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Es soll nun

$$W = U - \vartheta_0 S$$

gesetzt und W als Arbeitsvorrat des Systems bezeichnet werden. Führt man bequemerer Rechnung wegen statt der Entropie die freie und gebundene Energie F und G ein, so hat man[2])

$$G = \vartheta S$$
$$U = F + G$$

und es folgt

$$W = U - \frac{\vartheta_0}{\vartheta} G \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

und

$$\bar{d}e \leqq -dW \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Hiernach wird für eine beliebige endliche Veränderung, welche dadurch charakterisiert ist, dass die das System bestimmenden Veränderlichen von Anfangswerten *(I)* übergehen zu Endwerten *(II)*, der mechanische Effekt ausgedrückt durch

$$e \leqq W^{I} - W^{II} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Es folgt hieraus, dass der mechanische Effekt einer Verwandlung immer denselben Wert hat, wenn die Verwandlung in beliebiger, aber umkehrbarer Weise sich vollzieht und dass dieser Wert grösser ist als wenn dieselbe Verwandlung in irgendeiner nicht umkehrbaren Weise stattfindet, d. h. der mechanische Effekt der umkehrbar verlaufenden Reaktion ist das mechanische Äquivalent derselben. Derselbe wird nach (7) bestimmt durch die Abnahme des Arbeitsvorrates, welchen das System durch die Verwandlung erfährt. Besteht das System aus verschiedenen Teilen, welche die Arbeitsvorräte $W_1, W_2, \ldots\ldots$ besitzen, so wird das mechanische Äquivalent a einer Verwandlung gegeben durch:

$$a = \Sigma W_1^{I} + W_2^{I} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad - \Sigma W_1^{II} + W_2^{II} \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

a giebt die grösste Arbeit an, welche durch die Verwandlung geleistet werden kann.

Es ist vielleicht nicht überflüssig zu bemerken, dass nur das hier betrachtete mechanische Äquivalent eine derartige allgemeine Bestimmung zulässt, dagegen die Arbeit auch einer umkehrbaren Verwandlung nicht allgemein bestimmbar, sondern vom Verwandlungswege abhängig ist.

Bei keinem der bisher ausgeführten Wärmemotoren ist wohl die ganze durch (8) angegebene Arbeit gewonnen worden. Es mag daher hier ein Verbrennungsprozess beschrieben werden, der mit grosser Annäherung das ganze mechanische Äquivalent der Verwandlung zu gewinnen gestattet und durch den ein nahezu idealer Wärmemotor realisiert werden könnte. Bei diesem Vorgang soll Kohle durch den Sauerstoff eines Oxydes $(MeO)_I$ verbrannt werden und niedere Oxyde, z. B. $(MeO)'_{II}$, $(MeO)''_{II}$ und ein Gemenge von CO und CO_2 entstehen. Man kann die Entstehung dieses Gasgemenges in zwei Teilvorgänge zerlegen, welche nach den folgenden Gleichungen verlaufen:

$$\lambda_1 C + \lambda_2 (MeO)_I = \lambda_3 (MeO)'_{II} + \lambda_4 CO \quad . \quad (G_1)$$
$$\mu_1 C + \mu_2 (MeO)_I = \mu_3 (MeO)''_{II} + \mu_4 CO_2 \quad (G_2)$$

1) Wegen des Zeichens $\bar{d}$ vergl. Vorlesungen über d. mech. Theorie d. Wärme von Carl Neumann.

2) Helmholtz, Thermodynamik chemischer Vorgänge, Gesammelte Abhandlungen **2**, 958.

Die Verbrennung der Kohle soll nun so erfolgen, dass beide Reaktionen in einem bestimmten Verhältnis γ, welches im allgemeinen von Temperatur und Druck bei der Verbrennung abhängig ist, nebeneinander verlaufen. Bezeichnet man mit dem Symbol $(Me\,O)_{II}$ das bei der betrachteten Verbrennung entstehende Gemisch der niederen Oxyde und setzt

$$\left.\begin{array}{l} \lambda_1 + \gamma\mu_1 = m_1 \\ \lambda_2 + \gamma\mu_2 = m_2, \\ \lambda_3 \qquad = m_3'' \\ \qquad \gamma\mu_3 = m_3' \\ \lambda_4 \qquad = m' \\ \qquad \gamma\mu_4 = m'' \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

so wird der Gesamtverbrennungsvorgang durch das Schema

$$m_1 C + m_2 (Me\,O)_I = m_3 (Me\,O)_{II} + m' CO + m'' CO_2$$

dargestellt, wo

$$m_3 = m'_3 + m''_3.$$

Es soll nun vorausgesetzt werden, dass die Wärmekapazität des Systems bei konstantem Volumen durch den chemischen Vorgang nicht geändert wird und auf die entstandenen Gase die einfachen Gasgleichungen angewandt werden können. Bezeichnet man mit W_1 W_2 W_3 die Arbeitsvorräte der festen Stoffe, mit W den des aus $m' CO + m'' CO_2$ bestehenden Gasgemenges und mit denselben Indices auch die anderen Grössen für die verschiedenen Stoffe, so wird nach (8) das mechanische Äquivalent dieser Verbrennung:

$$a = W_1 + W_2 - W_3 - W$$

oder

$$a = U_1 + U_2 - U_3 - U - \vartheta_0 \left\{ \frac{G_1}{\vartheta_1} + \frac{G_2}{\vartheta_2} - \frac{G_3}{\vartheta_3} - \frac{G}{\vartheta} \right\}.$$

Werden die festen Stoffe als inkompressibel angesehen, so ist

$$U_1 = (c_1 \vartheta_1 + \beta_1)\, m_1$$

$$F_1 = (-c_1 \vartheta_1 \lg \vartheta_1 + \beta_1 + \alpha_1 \vartheta_1)\, m_1$$

und es gelten analoge Ausdrücke für U_2, U_3 und F_2, F_3, wobei die c die spezifischen Wärmen, die α und β andere von der Natur der Stoffe bedingte Konstanten sind. Für die gesamte und freie Energie des Gasgemenges hat man

$$U = (c' m' + c'' m'')\, \vartheta + \beta' m' + \beta'' m''$$

$$F = [r' \vartheta \lg P' - (c' + r')\, \vartheta \lg \vartheta + \alpha' \vartheta + \beta']\, m' + [r'' \vartheta \lg P'' - (c'' + r'')\, \vartheta \lg \vartheta + \alpha'' \vartheta + \beta'']\, m''$$

c' und c'' sind hierbei die spezifischen Wärmen bei konstantem Volumen, P', P'' die Partialdrucke der Gase in dem Gemenge, r', r'' die Konstanten der für diese geltenden einfachen Gleichungen. Setzt man

$$\left.\begin{array}{l} c'_3 m'_3 + c''_3 m''_3 = c_3 m_3 \\ \alpha'_3 m'_3 + \alpha''_3 m''_3 = \alpha_3 m_3 \\ \beta'_3 m'_3 + \beta''_3 m''_3 = \beta_3 m_3 \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad (9a)$$

so erhält man

$$a = c_1 m_1 \vartheta_1 + c_2 m_2 \vartheta_2 - c_3 m_3 \vartheta_3 - (c' m' + c'' m'')\, \vartheta + m_1 \beta_1 + m_2 \beta_2 - m_3 \beta_3 - (m' \beta' + m'' \beta'') - \vartheta_0 \{ m_1 c_1 + m_2 c_2 - m_3 c_3 - (m' c' + m'' c'') + c_1 m_1 \lg \vartheta_1 + m_2 c_2 \lg \vartheta_2 - m_3 c_3 \lg \vartheta_3 - (m' c' + m'' c'') \lg \vartheta - [\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2 - \alpha_3 m_3 - (\alpha' m' + \alpha'' m'')] - (c' + r')\, m' \lg \vartheta - (c'' + r'')\, m'' \lg \vartheta + r' m' \lg P' + r'' m'' \lg P'' \}.$$

Bleibt nun der Voraussetzung nach die Wärmekapazität bei konstantem Volumen ungeändert, so ist:

$$c_1 m_1 + c_2 m_2 = c_3 m_3 + c' m' + c'' m''. \quad (10)$$

Ferner folgt für die Reaktionswärme bei konstantem Volumen

$$q = \beta_1 m_1 + \beta_2 m_2 - \beta_3 m_3 - \beta' m' - \beta'' m''.$$

Vor der Reaktion sollen weiter die reagierenden Stoffe die Temperatur ϑ_0 haben, so dass

$$\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta_0.$$

Setzt man noch

$$\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2 - \alpha_3 m_3 - (\alpha' m' + \alpha'' m'') = A,$$

so erhält man

$$a = q + c_3 m_3 \left[\vartheta_0 - \vartheta_3 - \vartheta_0 \lg \frac{\vartheta_0}{\vartheta_3} \right] + (c' m' + c'' m'') \left[\vartheta_0 - \vartheta - \vartheta_0 \lg \frac{\vartheta_0}{\vartheta} \right] + (r' m' + r'' m'')\, \vartheta_0 \lg \vartheta - r' m' \vartheta_0 \lg P' - r'' m'' \vartheta_0 \lg P'' + A \vartheta_0.$$

Der Endzustand des Systems kann noch beliebig festgesetzt werden. Angenommen, das erzeugte Gasgemenge werde zum Betrieb einer Kolbenmaschine benutzt und am Ende der Expansion soll der Cylinder der Maschine mit der äusseren Atmosphäre in Verbindung gebracht und unter Aufwand äusserer Arbeit entleert werden. Dementsprechend werde festgesetzt, dass der Totaldruck des Gasgemenges am Ende dem Luftdruck p_0 gleich sei, also

$$P' + P'' = p_0.$$

Die Entleerungsarbeit beträgt dann

$$p_0 V_0 = (r' m' + r'' m'')\, \vartheta,$$

wenn V_0 das Endvolumen des Gasgemenges ist. Die Arbeit, welche der Motor in einer Periode leistet, beträgt dann:

$$a' = a - (r' m' + r'' m'')\, \vartheta$$

und die Endtemperaturen ϑ_3 und ϑ sollen nun so bestimmt werden, dass diese Arbeit ein Maximum wird. Die Bedingung hierfür ist

$$\frac{\partial a'}{\partial \vartheta_3} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial a'}{\partial \vartheta} = 0,$$

woraus

$$\vartheta_3 = \vartheta = \vartheta_0.$$

folgt. Für den so festgesetzten Endzustand des Systems erhält das mechanische Äquivalent den Wert

$$a = q + \vartheta_0 \{(r'm' + r''m'') \lg \vartheta_0 - r'm' \lg P' - r''m'' \lg P'' + A\}.$$

Setzt man

$$h = \frac{m'}{m' + m''},$$

so ist $P' = p_0 h$ und $P'' = p_0 (1 - h)$ und es wird

$$a = q + \vartheta_0 \left\{(r'm' + r''m'') \lg \frac{\vartheta_0}{p_0} - r'm' \lg h - r''m'' \lg (1 - h) + A\right\} \quad (11)$$

A lässt sich nun durch Beobachtung eines Gleichgewichtszustandes ermitteln. Seien in dem Volumen Φ bei der Temperatur Θ die Massen M_1 Kohle, M_2 höheres, M_3' und M_3'' niedere Oxyde, M' und M'' der Gase CO und CO_2 vorhanden, bedeuten π' und π'' die Partialdrucke der letzteren, Ψ die freie Energie dieses Systems, so wird bei konstant gehaltenem Φ die Bedingung des Gleichgewichtes

$$\delta \Psi = 0.$$

Werden analog den oben eingeführten die Bezeichnungen der übrigen Grössen gewählt, so ist

$$\Psi = (\beta_1 + \alpha_1 \Theta - c_1 \Theta \lg \Theta) M_1 + (\beta_2 + \alpha_2 \Theta - c_1 \Theta \lg \Theta) M_2 + (\beta'_3 + \alpha'_3 \Theta - c'_3 \Theta \lg \Theta) M'_3 + (\beta''_3 + \alpha''_3 \Theta - c''_3 \Theta \lg \Theta) M''_3 + [r' \Theta \lg \pi' - (c' + r') \Theta \lg \Theta + \alpha' \Theta + \beta'] M' + [r'' \Theta \lg \Theta - (c' + r') \Theta \lg \Theta + \alpha'' \Theta + \beta''] M''.$$

Entsprechend den beiden Reaktionsgleichungen (G_1) und (G_2) erhält man die Bedingungsgleichungen:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial M_1} \lambda_1 + \frac{\partial \Psi}{\partial M_2} \lambda_2 - \frac{\partial \Psi}{\partial M'_3} \lambda_3 - \frac{\partial \Psi}{\partial M'} \lambda_4 = 0 \quad (12a)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial M_1} \mu_1 + \frac{\partial \Psi}{\partial M_2} \mu_2 - \frac{\partial \Psi}{\partial M''_3} \mu_3 - \frac{\partial \Psi}{\partial M''} \mu_4 = 0 \quad (12b)$$

Nun ist

$$\pi' = \frac{r' M' \Theta}{\Phi} \quad \text{und} \quad \pi'' = \frac{r'' M'' \Theta}{\Phi}.$$

Setzt man den Gesamtdruck des Gasgemenges $\pi' + \pi'' = \pi$, und

$$H = \frac{M'}{M' + M''},$$

so ist

$$\pi' = \pi H \quad \text{und} \quad \pi'' = \pi (1 - H)$$

und (12a) und (12b) übergehen in:

$$\beta_1 \lambda_1 + \beta_2 \lambda_2 - \beta'_3 \lambda_3 - \beta' \lambda_4 + (\alpha_1 \lambda_1 + \alpha_2 \lambda_2 - \alpha'_3 \lambda_3 - \alpha' \lambda_4) \Theta - [c_1 \lambda_1 + c_2 \lambda_2 - c'_3 \lambda_3 - (c' + r') \lambda_4] \Theta \lg \Theta - (1 + \lg \pi + \lg H) r' \lambda_4 \Theta = 0 \quad (13a)$$

$$\beta_1 \mu_1 + \beta_2 \mu_2 - \beta''_3 \mu''_3 - \beta'' \mu_4 + (\alpha_1 \mu_1 + \alpha_2 \mu_2 - \alpha''_3 \mu_3 - \alpha'' \mu_4) \Theta - [c_1 \mu_1 + c_2 \mu_2 - c''_3 \mu_3 - (c'' + r'') \mu_4] \Theta \lg \Theta - (1 + \lg \pi + \lg (1 - H)) r'' \mu_4 \Theta = 0 \quad (13b)$$

Multipliziert man (13b) mit γ und addiert zu (13a), so erhält man mit Rücksicht auf (9) und (9a)

$$A = (r'm' + r''m'') \left(1 + \lg \frac{\pi}{\Theta}\right) + r'm' \lg H + r''m'' \lg (1 - H) - \frac{q}{\Theta} \quad (14)$$

Durch die Gleichung (13a) und (13b) werden für jeden Wert von H die zur Erhaltung des Gleichgewichts erforderlichen Drucke π und Θ bestimmt. Wählt man nun zur Beobachtung einen Gleichgewichtszustand bei dem

$$H = h,$$

so folgt aus (11) und (14)

$$a = q \frac{\Theta - \vartheta_0}{\Theta} + \vartheta_0 (r'm' + r''m'') \left(1 + \lg \frac{\pi \vartheta^0}{p_0 \Theta}\right),$$

worin π und Θ diejenigen Werte von Temperatur und Druck angeben, bei welchen das System mit einer Gasphase von der Zusammensetzung h im Gleichgewicht sich befindet. Bezeichnet man mit φ das spezifische Volumen des Gasgemenges in diesem Zustand, mit v_0 im Endzustand, so ist

$$\pi = \frac{r' M' + r'' M''}{\varphi (M' + M'')} \Theta$$

und

$$p_0 = \frac{r'm' + r''m''}{v_0 (m' + m'')} \vartheta_0$$

und es wird

$$\frac{\pi \vartheta_0}{p_0 \Theta} = \frac{v_0}{\varphi}$$

$$a = q \frac{\Theta - \vartheta_0}{\Theta} + \vartheta_0 (r'm' + r''m'') \lg \frac{v_0}{\varphi} \quad (15)$$

Durch diese Gleichung ist das mechanische Äquivalent dieser Verbrennung allgemein bestimmt. Je nach den Bedingungen, unter welchen man die Verbrennung sich vollziehen lässt, wird h verschiedene Werte annehmen können, für jeden dieser Werte aber bestimmt (15) die grösste Arbeit, die durch den Vorgang gewonnen werden kann.

Es soll nun schliesslich gezeigt werden, dass diese Arbeit sehr angenähert mit Hilfe eines Wärmemotors thatsächlich gewonnen werden kann.

In einem Kessel sei der Gleichgewichtszustand bei dem Drucke π und der Temperatur Θ hergestellt. Es werden nun die Komponenten m_1 Kohle und m_2 $(MeO)_1$ von der Anfangstemperatur ϑ_0 zur Temperatur Θ erwärmt. Die erforderliche Wärme

$$q_1 = (c_1 m_1 + c_2 m_2)(\Theta - \vartheta_0)$$

werde dem Kesselinhalt entzogen, der so gross vorausgesetzt wird, dass sich seine Temperatur dadurch nicht merklich ändert. Sodann sollen diese Stoffe in den Kessel eingeführt werden und die Masse $m' + m''$ des Gasgemengss, die sich aus diesem entwickeln, beim konstanten Druck π in den Cylinder der Maschine strömen.

Wird das Volumen der festen Stoffe vernachlässigt, so gewinnt man hierbei eine Arbeit

$$e_1 = \pi\varphi(m' + m'') = (m'r' + m''r'')\Theta.$$

Hierauf soll die Gasmasse sich in Berührung mit den entstandenen niederen Oxyden adiabatisch dehnen, bis sie auf ϑ_0 abgekühlt ist, wobei die Arbeit

$$e_2 = (c'm' + c''m'' + c_3m_3)(\Theta - \vartheta_0) = (c_1m_1 + c_2m_2)(\Theta - \vartheta_0)$$

abgegeben wird.

Der Zustand des Gases während dieser Verwandlung ist bestimmt durch

$$\left.\begin{array}{l}(c_1m_1 + c_2m_2)\,d\vartheta + p\,dv = 0 \\ \text{wo} \\ p = \dfrac{r'm' + r''m''}{v}\cdot\vartheta\end{array}\right\} \quad . \; . \; . \; (16)$$

Bezeichnet ψ das spezifische Volumen am Ende der adiabatischen Dehnung, so folgt

$$(c_1m_1 + c_2m_2)\,lg\frac{\vartheta_0}{\Theta} + (r'm' + r''m'')\,lg\frac{\psi}{\varphi} = 0 \quad (17)$$

Lässt man dann bei konstanter Temperatur ϑ_0 das Gas expandieren, bis das spezifische Volumen des Endzustandes erreicht ist, so wird die Arbeit

$$e_3 = (r'm' + r''m'')\,\vartheta_0\,lg\frac{v_0}{\psi}$$

gewonnen oder mit Benutzung von (17)

$$e_3 = (r'm' + r''m'')\,\vartheta_0\,lg\frac{v_0}{\varphi} + (c_1m_1 + c_2m_2)\,\vartheta_0\,lg\frac{\vartheta_0}{\Theta}.$$

Da bei dem beschriebenen Vorgang die Reaktion beim konstanten Drucke π sich vollzog, so wird durch sie im Kessel die Wärme entbunden;

$$q - \pi\varphi(m' + m'') = q - (r'm' + r''m'')\Theta.$$

Von dieser wurde die Wärme q_1 zur Vorwärmung der Bestandteile verbraucht, während der Rest

$$q - (r'm' + r''m'')\Theta - (c_1m_1 + c_2m_2)(\Theta - \vartheta_0)$$

zur Heizung einer vollkommenen Dampfmaschine benutzt werden und die Arbeit

$$e_4 = [q - (r'm' + r''m'')\Theta - (c_1m_1 + c_2m_2)(\Theta - \vartheta_0)]\frac{\Theta - \vartheta_0}{\Theta}$$

abgeben kann. Im ganzen wird mittels des Motors die Verbrennung eine Arbeit e leisten

$$\left.\begin{array}{l}e = e_1 + e_2 + e_3 + e_4 = q\dfrac{\Theta - \vartheta_0}{\Theta} + \vartheta_0(r'm' + \\ r''m'')\left(1 + lg\dfrac{v_0}{\varphi}\right) + \vartheta_0(c_1m_1 + c_2m_2) \\ \left(\dfrac{\Theta - \vartheta_0}{\Theta} + \vartheta_0\,lg\dfrac{\vartheta_0}{\Theta}\right).\end{array}\right\} (18)$$

Der Unterschied zwischen dem mechanischen Äquivalent der Reaktion und der Arbeit des Motors beträgt nach (15) und (18)

$$a - e = -\vartheta_0(c_1m_1 + c_2m_2)\left(\frac{\vartheta - \vartheta_0}{\Theta} + \vartheta_0\,lg\frac{\vartheta_0}{\Theta}\right).$$

Entwickelt man den Logarithmus, so folgt

$$a - e = \vartheta_0(c_1m_1 + c_2m_2)\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\Theta - \vartheta_0}{\Theta}\right)^2 + \frac{1}{3}\left(\frac{\Theta - \vartheta_0}{\Theta}\right)^3 + \cdot\cdot\cdot\cdot\cdot\right].$$

Die Arbeit des Motors ist hiernach kleiner als das mechanische Äquivalent der benutzten Verbrennung, aber nur um eine Grösse, die mit höheren Potenzen des echten Bruches

$$\frac{\Theta - \vartheta_0}{\Theta}$$

behaftet und gegenüber den sonst vorkommenden im allgemeinen sehr klein ist. Der Vollständigkeit wegen sei bemerkt, dass dieser Unterschied natürlich von der nicht umkehrbaren Vorwärmung der Komponenten herrührt. Bezüglich einer möglichen praktischen Ausführung sei zum Schlusse auf die Benutzung von **Braunstein** als Oxydationsmittel hingewiesen. Aus den bei der Verbrennung entstehenden niederen Manganoxyden könnte vielleicht ähnlich wie aus den Rückständen der Chlorbereitung das Superoxyd regeneriert werden.

Würzburg, Physikalisches Institut, April 1904.

(Eingegangen 25. April 1904.)

Die spezifische Wärme des überhitzten Wasserdampfes.

Von H. Lorenz.

Im Winter 1903/4 wurde im Institut für technische Physik der Universität Göttingen eine grössere Versuchsreihe zur Bestimmung der spezifischen Wärme des überhitzten Wasserdampfes bei konstantem Drucke durchgeführt, über deren Ergebnisse hier in Kürze berichtet werden soll.

Der den Versuchen unterworfene Dampf wurde in einem stehenden Kessel von ca. 20 qm Heizfläche entwickelt, in einem Wasserabscheider entwässert und nach Passieren eines sog. Reduzierventils zur Aufrechterhaltung der gewünschten, im übrigen regelbaren Spannung durch Gasbrenner kräftig überhitzt, worauf er in das Kalorimeter strömte. Dasselbe (siehe Figur) enthielt eine kupferne Dampfspirale von rd. 10 m Länge und 10 mm innerem Durchmesser, an deren Enden Thermometerbüchsen angebracht waren; die Spirale war zunächst von einer Luftschicht umgeben und weiterhin durch eine Asbest-

packung von dem Wassermantel des Kalorimeters getrennt, der beständig von Kühlwasser durchströmt wurde, dessen Ein- und Austrittstemperaturen t_1 und t_2 an Kontroll-Thermometern abgelesen werden konnten. Die während der Dauer jedes Versuches durchströmende Wassermenge W wurde ebenso gewogen, wie die in einem Kondensator hinter dem Kalorimeter niedergeschlagene Dampfmenge G, neben den Dampftemperaturen beim Ein- und Austritt τ_1 und τ_2 wurden noch die entsprechenden Drucke p_1 und p_2 an Manometern abgelesen, deren Anschlüsse sich etwas vor der Eintritts-, bezw. hinter der Austrittsflansche des Dampfrohres am Kalorimeter befanden. Dieses selbst war durch Asbestpappdeckel gegen die Einstrahlung von seiten des Überhitzers und durch eine gute Mantelisolierung gegen die umgebende Luft geschützt; die Wärmeleitung durch die Dampfein- und Austrittsrohre nach dem Deckel wurde durch einen doppelten Asbestdeckel mit kräftig bewegter Zwischenluftschicht thunlichst bekämpft.

Die Versuche selbst verliefen durchweg in gutem Beharrungszustande, d. h. bei nahezu konstanten Temperaturen an allen Stellen, und dauerten je 30—45 Minuten, wobei die Ablesungen alle 5 Minuten erfolgten. Durch Vorversuche war die Luftkorrektion, d. h. die Wärmeaufnahme seitens der umgebenden Luft zu rd. 2,4 Kal. pro 1° mittlerer Temperaturdifferenz $(t_w - t_2)$ zwischen Kühlwasser und Luft

1	Versuchs-No.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
2	Dampftemperatur oben τ_1 °C.	224,10	224,49	313,82	360,33	240,80	291,11	367,52	228,86	326,55	381,48	243,52	343,27
3	Dampftemperatur unten τ_2 °C.	190,99	190,71	244,77	281,71	203,96	232,90	260,08	181,96	262,40	296,30	161,59	244,70
4	abs. Dampfdruck oben p_1 kg/qcm	7,029	7,016	6,970	7,095	9,200	9,125	9,170	4,486	4,328	4,186	2,071	2,107
5	abs. Dampfdruck unten p_2 kg/qcm	6,629	6,616	6,670	6,795	8,735	8,730	8,870	4,136	3,778	3,686	1,793	1,671
6	Siedetemperatur oben ϑ_1 °C.	165,51	165,45	165,16	165,88	176,71	176,35	176,56	148,18	146,84	145,64	121,70	122,25
7	Siedetemperatur unten ϑ_2 °C.	163,15	163,08	163,40	164,15	174,50	174,41	175,19	145,21	141,94	141,07	117,19	115,00
8	Dampfmenge pro Stunde G kg	8,270	8,214	5,992	6,276	7,152	5,821	4,136	5,648	7,676	7,068	3,206	4,632
9	Wassertemp. Eintritt t_1 °C.	4,970	5,215	5,258	5,565	4,944	5,162	5,780	5,109	5,220	5,043	5,466	5,661
10	Wassertemp. Austritt t_2 °C.	13,250	13,580	16,476	18,422	14,798	16,445	19,004	13,247	17,26	20,140	13,490	18,164
11	Wassermenge pro Stunde W kg	21,680	21,518	21,527	21,455	19,506	19,818	19,604	19,560	19,430	18,226	18,290	18,260
12	Wasserkorrektion ΔQ Cal.	+1,47	+0,88	+0,14	+0,60	—2,10	+0,14	+2,28	—0,84	+5,25	+7,63	—0,63	+4,55
13	Mittl. Wassertemperatur t_w °C.	9,11	9,40	10,87	11,99	9,87	10,80	12,39	9,18	11,22	12,59	9,48	11,91
14	Mittl. Lufttemperatur tl °C.	14,16	14,81	14,07	13,55	13,80	14,46	16,05	11,67	12,93	11,80	12,94	16,54
15	Luftkorrektion 2,4 $(tl - t_w)$ Cal.	—12,12	—12,98	—7,68	—3,74	—9,43	—8,78	—8,74	—5,97	—1,71	+1,66	—8,30	—11,11
16	Aufgenommene Wärme pro St. Cal.	168,86	167,90	233,94	272,72	180,68	214,97	252,30	152,37	235,08	284,45	137,83	221,84
17	**Mittl. Dampftemperatur τ °C.**	**207,55**	**207,60**	**279,30**	**321,02**	**222,38**	**262,00**	**313,80**	**205,41**	**295,00**	**338,89**	**207,55**	**294,00**
18	**Mittl. Dampfdruck** absol. p kg/qcm	**6,829**	**6,816**	**6,820**	**6,945**	**8,968**	**8,978**	**8,985**	**4,311**	**4,053**	**3,936**	**1,932**	**1,889**
19	Spez. Wärme nach Gl. (1)	0,617	0,605	0,564	0,552	0,685	0,634	0,568	0,575	0,477	0,473	0,524	0,484
20	Spez. Wärme nach Gl. (5)	0,640	0,625	0,572	0,558	0,710	0,646	0,571	0,591	0,491	0,483	0,538	0,500
21	**Mittelwert von c_p**	**0,622**		**0,568**	**0,555**	**0,698**	**0,640**	**0,570**	**0,583**	**0,484**	**0,478**	**0,531**	**0,492**
22	Spez. Wärme nach Gl. (6)	0,651		0,575	0,547	0,696	0,640	0,590	0,572	0,510	0,492	0,493	0,467
23	Differenz von 21 u. 22	—0,029		—0,007	+0,008	+0,002	0	—0,020	+0,011	—0,034	—0,014	+0,038	+0,025

bestimmt worden. Daneben war noch die Fadenkorrektion der Dampfthermometer und eine, wenn auch nur geringe Wasserkorrektion ΔQ infolge nicht ganz konstanter Temperaturen zu beachten, womit sich dann die in der Tabelle enthaltenen Werte ergaben. Alsdann folgt die spezifische Wärme c_p des Wasserdampfes aus

$$c_p = \frac{W(t_2 - t_1) - 2{,}4\,(t_2 - t_w) + \Delta Q}{G\,(\tau_1 - \tau_2)} \qquad (1)$$

für das Temperaturintervall $\tau_1 - \tau_2$ bezw. die Mitteltemperatur $\frac{1}{2}(\tau_1 + \tau_2)$ und den Druck $\frac{1}{2}(p_1 + p_2)$, siehe Zeile 19. Hierin ist jedoch der Einfluss der Druckänderung, der sich nach den Versuchen von Thomson und Joule an Luft und Kohlensäure in der Temperaturdifferenz $\tau_1 - \tau_2$ ausdrücken muss, noch nicht beachtet. Bezeichnet man die den Drucken p_1 und p_2 entsprechenden Sättigungstemperaturen des Dampfes (Zeile 6 und 7 nach Regnault-Zeuner) mit ϑ_1 und ϑ_2, so hat man für die Bildungswärme von 1 kg überhitzten Wasserdampfes aus Wasser von 0^0 bei vorläufig konstant angenommenem c_p die Ausdrücke

$$\left.\begin{aligned}\lambda_1 &= 606{,}5 + 0{,}305\,\vartheta_1 + c_p(\tau_1 - \vartheta_1)\\ \lambda_2 &= 606{,}5 + 0{,}305\,\vartheta_2 + c_p(\tau_2 - \vartheta_2)\end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Die zur Überführung eines Zustandes in den andern nötige Wärme ist aber für G kg Dampf

$$Q = G\,(\lambda_1 - \lambda_2) \qquad (3)$$

oder auch, ausgedrückt in den Versuchsdaten

$$Q = W(t_2 - t_1) - 2{,}4\,(t_2 - t_w) + \Delta Q. \qquad (4)$$

Durch Elimination von Q, λ_1 und λ_2 aus (2) bis (4) folgt schliesslich

$$c_p = \frac{W(t_2 - t_1) - 2{,}4(t_2 - t_w) + \Delta Q - 0{,}305\,G(\vartheta_1 - \vartheta_2)}{G\,(\tau_1 - \tau_2 - \vartheta_1 + \vartheta_2)}. \qquad (5)$$

Die hieraus berechneten Werte sind in Zeile 20 der Tabelle enthalten. Als wahrscheinlichste Werte betrachte ich allerdings die in Zeile 21 enthaltenen Mittelwerte von (1) und (5), da der Einfluss der Druckerniedrigung entschieden nicht voll in Ansatz gebracht werden darf, weil die Manometeranschlüsse sich noch ausserhalb der Thermometerbüchsen am Kalorimeter befinden.

Die Mittelwerte Zeile (21) entsprechen leidlich genau der empirischen Formel

$$c_p = 0{,}43 + 3600000\,\frac{p}{T^3}, \qquad (6)$$

worin $p = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)$ den mittleren Dampfdruck in kg/qcm und $T = 273 + \frac{1}{2}(\tau_1 + \tau_2)$ die mittlere absolute Dampftemperatur bedeutet. Die hiernach berechneten Werte sind in Zeile 22 enthalten, ihre Differenzen von den Mittelwerten 21 schliesslich in Zeile 23. Für die mittlere Temperatur von $\tau = +172^0$ bei atmosphärischem Druck, welche dem von Regnault bestimmten Wert $c_p = 0{,}48$ entspricht, ergiebt die Formel (6) $c_p = 0{,}471$, eine angesichts der Versuchsschwierigkeiten recht befriedigende Übereinstimmung.

(Eingegangen 25. Mai 1904.)

Über die horistische Methode Gyldéns.

Von H. Poincaré.

In seinem Werke: Nouvelles recherches sur les séries employées dans les théories des planètes (Stockholm, Imprimerie Centrale, 1892) hat Gyldén zwei Methoden auseinandergesetzt, die er horistische nennt. Die erste dieser Methoden unterliegt ziemlich schweren Bedenken. Herr Backlund und ich haben gezeigt, dass sie in gewissen Fällen zu unzulässigen Resultaten führt und dass man sie nur mit Vorsicht gebrauchen darf. (Vgl. Compt. rend. **132**, 50 u. 291, Bulletin astron. **19**, 433). Ich habe es infolgedessen für angezeigt gehalten, die zweite dieser Methoden einer näheren Diskussion zu unterwerfen. Dieselbe besteht kurz gesagt in folgendem:

Gyldén betrachtet (loc. cit. S. 227 u. f.) die Gleichung:

$$\frac{d^2 z}{dv^2} + z - \beta z^3 = X. \qquad (1)$$

Der Koeffizient von z, den Gyldén Z nennt, ist eine Konstante, wenigstens in dem hier in Betracht kommenden Teile des Werkes (S. 227 bis 234); ich kann dieselbe also durch geeignete Wahl der Einheiten auf 1 reduzieren.

Es ist:

$$X = -\Sigma A_n \cos G_n \qquad G_n = 2\lambda_n v + B_n,$$

wobei A_n, B_n, λ_n konstante gegebene Werte sind und $2\lambda_n$ nahe gleich 1 ist.

Gyldén setzt: $z = \frac{y}{1 + \psi}$ in der Art, dass ψ und y durch die Gleichungen definiert werden:

$$\frac{d^2\psi}{dv^2} - 2\nu^2\psi = (1 - \psi)\,\nu^2 - \beta\,\frac{y^2}{1 + \psi} \qquad (2)$$

$$\frac{d^2 y}{dv^2} + (1 - \nu^2)y = (1 + \psi)X + \frac{2}{1 + \psi}\frac{d\psi}{dv}\cdot\frac{dy}{dv} - \frac{2y}{(1+\psi)^2}\left(\frac{d\psi}{dv}\right)^2 y. \qquad (3)$$

Wir bezeichnen mit ν^2 eine Konstante, welche so zu wählen ist, dass ψ eine trigonometrische Reihe wird; und wir haben (2) und (3) in der Weise zu integrieren, dass wir zuerst ψ auf den rechten Seiten gleich 0 setzen, dann bei der zweiten Annäherung auf diesen rechten Seiten ψ durch seinen in erster Annäherung gefundenen Wert ersetzen und so fortfahren.

Man findet so:

$$y = \Sigma x_n \cos G_n \qquad x_n = \frac{A_n}{4\lambda_n^2 - 1 + \nu^2} \qquad (4)$$

und weiter:

$$(5)\qquad \nu^2 = \frac{\beta}{2} \Sigma x_n^2$$

$$\psi = \Sigma \frac{\beta x_n x_p}{4(\lambda_n + \lambda_p)^2 + 2\nu^2} \cos(G_n + G_p).$$

Die zweite Gleichung (4) und die erste Gleichung (5) gestatten die x und ν^2 zu berechnen und liefern für diese Grössen endliche Werte.

Es ist klar, dass ein solches Verfahren nur berechtigt ist unter der Bedingung, dass die auf den rechten Seiten von (2) und (3) vernachlässigten Glieder kleiner sind, als die mitgenommenen. Nun steht aber auf der rechten Seite von (2) ein Glied, welches zu Zweifeln in dieser Hinsicht Anlass giebt und welches näher zu untersuchen ist; es ist das Glied:

$$\frac{2d\psi}{dv} \cdot \frac{dy}{dv}.$$

Man findet dafür:

$$(6)\qquad \frac{2d\psi}{dv} \cdot \frac{dy}{dv} = \Sigma \frac{\beta x_i x_j x_n}{2(\lambda_i \pm \lambda_j)^2 + \nu^2} (\lambda_i + \lambda_j) \lambda_n \cos(G_i \pm G_j \pm G_n).$$

Wir werden nur die kritischen Glieder beibehalten, d. h. diejenigen, wo der Koeffizient von v nahe gleich 1 ist. Es genügt für diesen Zweck, die Glieder der Form $G_i + G_j - G_n$ oder $G_i - G_j + G_n$ zu berücksichtigen.

Sei α eine Grösse von der Ordnung von A_n und σ eine Grösse von der Ordnung von $2\lambda_n - 1$.

Zwei Fälle sind zu unterscheiden: Entweder σ^3 ist gross im Verhältnis zu $\beta\alpha^2$ und dann ist x von Ordnung $\frac{\alpha}{\sigma}$, ν^2 von der Ordnung $\frac{\beta\alpha^2}{\sigma^2}$ und das allgemeine Glied in (6) höchstens von der Ordnung:

$$\frac{\beta x^3}{\sigma} = \frac{\beta\alpha^3}{\sigma^4} = x \cdot \frac{\beta\alpha^2}{\sigma^3},$$

also im allgemeinen klein gegen x und in gewissen Fällen auch gegen α; hier ist die horistische Methode anwendbar, aber zugleich überflüssig, da die sog. Horistik ν^2 sehr klein wird im Verhältnis zu $4\lambda_n^2 - 1$.

Oder aber σ^3 ist von kleinerer oder gleicher Grössenordnung, wie $\beta\alpha^2$; dann ist x von der Ordnung $\sqrt[3]{\frac{\alpha}{\beta}}$; das allgemeine Glied in (6) wird (wenn man den Fall $\lambda_i + \lambda_j$, $G_i + G_j - G_n$ nimmt) von der Ordnung $\beta x^3 = \alpha$; es ist also von derselben Ordnung wie X, wie die Glieder, die man vornherein mitgenommen hat.

Setzen wir voraus, dass X sich auf ein einziges Glied $-A\cos G$ reduziert und dass man σ gegenüber ν^2 vernachlässigen kann, so folgt:

$$y = x\cos G \qquad x = \frac{2A}{\beta x^2} \qquad \nu^2 = \frac{\beta x^2}{2},$$

$$\psi = \frac{\beta x^2}{4}\cos 2G, \quad \frac{dy}{dv} = -x\sin G, \quad \frac{d\psi}{dv} = -\frac{\beta x^2}{2}\sin 2G$$

$$\frac{2dy}{dv} \cdot \frac{d\psi}{dv} = \beta x^3 \sin 2G \cdot \sin G = A(\cos 3G - \cos G).$$

Man darf das Glied mit $\cos 3G$ beiseite lassen, da es nicht kritisch ist; aber das Glied $-A\cos G$ ist kritisch, und man darf es um so weniger vernachlässigen, als es genau gleich dem beibehaltenen Gliede X ist.

Im Falle, wo X sich auf ein einziges Glied reduziert, ist die horistische Methode in passender Modifikation geeignet nicht zur Aufsuchung der allgemeinen Lösung der Gleichung (1), aber zur Bestimmung einer partikulären Lösung, und zwar derjenigen, die ich periodische Lösung nenne. Hier giebt sie, richtig angewendet:

$$y = +\sqrt[3]{\frac{4A}{3\beta}}\cos G,$$

während die Formel Gyldéns ergiebt:

$$y = \sqrt[3]{\frac{2A}{\beta}}\cos G.$$

Der Irrtum Gyldéns ist um so sonderbarer, als er selbst den Fall, wo sich x auf ein einziges Glied reduziert, durch Ausdrücke integriert hat, welche völlig streng werden, wenn man sich auf die periodische Lösung beschränkt.

Es ist keine Verkennung der ausserordentlichen Verdienste Gyldéns um die Wissenschaft, wenn man die Fehler bezeichnet, die ihm untergelaufen sind und die seine Nachfolger auf diesem Gebiete irreführen könnten; ich glaube im Gegenteil, dass man damit seinem Andenken einen Dienst erweist; daher trage ich kein Bedenken, mein Urteil klar zu formulieren.

Wer die horistische Methode anwendet, wird sich leicht in illusorischen Sätzen verlieren; es giebt Fälle, wo sie einwandsfrei ist, es giebt keine, wo sie von Nutzen ist.

Man sieht a fortiori ein, welcher Täuschung sich jemand hingiebt, der aus der horistischen Methode gleichmässig konvergente Entwickelungen im strengen Sinne des Wortes abzuleiten hofft.

Was den Schlusssatz des Werkes angeht, dass nämlich die Glieder hoher Ordnung in der Störungsfunktion niemals zu Librationen führen können, so ist er offenbar falsch.

(Eingegangen 13. Juni 1904.)

Zur optischen Resonanz.

Von Felix Ehrenhaft.

In dieser Zeitschr. **5**, 152, 1904 hat Herr Prof. Pockels einige interessante Einwände theoretischer Natur gegen die Erklärung der in jüngster Zeit beobachteten Erscheinungen gemacht, die als wahre optische Resonanz gedeutet wurden sowie auch gegen die Anwendung der Theorie der diffusen Reflexion des Lichtes an kleinen Metallkugeln auf die nach dem Bredigschen Verfahren hergestellten Metallsuspensionen.[1])

Ich erlaube mir nun auf diese im folgenden nochmals zurückzukommen.

Wenn in ein Medium, in dem metallische, den elektrischen Strom gutleitende Kugeln suspendiert sind, deren Dimension klein ist gegen die Wellenlänge der einfallenden Strahlung, parallele Strahlen natürlichen Lichtes einfallen, dann ist, wofern die im folgenden genau erörterten Voraussetzungen erfüllt sind, die Richtung, in der das diffus zerstreute Licht in der Einfallsebene total planpolarisiert ist, unter einem Winkel von 120⁰ gegen den einfallenden Strahl geneigt.[2])

Wenn dagegen eine elektromagnetische Welle von gegen die Wellenlänge kleinen nichtleitenden Kugeln zerstreut wird, dann ist das diffus zerstreute Licht planpolarisiert in den zum einfallenden Strahl senkrechten Ebenen. Dies letztere sogenannte Tyndallsche Phänomen ist von den trüben Medien her bekannt und z. B. an kolloidaler Kieselsäure bestätigt, bei welcher im Polarisationsmaximum unter 90⁰ gegen den einfallenden Strahl 86 Proz. Lichtes planpolarisiert waren.

Der Umstand, dass ich an nach dem Bredigschen Verfahren sorgfältig hergestellten kolloidalen *Ag*-Suspensionen das Polarisationsmaximum unter 110⁰ gegen den einfallenden Strahl, bei kolloidalem *Pt* unter 115⁰, bei kolloidalem *Au* unter 118—120⁰, fand, wobei im Polarisationsmaximum je nach Konzentration 40 bis 60 Proz. des diffus zerstreuten Lichtes planpolarisiert waren, veranlasste mich, J. J. Thomsons Theorie der Zerstreuung des Lichtes an kleinen Metallkugeln zur Erklärung dieser Phänomene anzuwenden. Es liegen derselben Voraussetzungen zu Grunde, die J. J. Thomson am klarsten in Phil. mag. **38**, 455 ausspricht. Es muss, damit die Theorie anwendbar sei, der Durchmesser der metallischen Teilchen einesteils klein sein gegen die Wellenlänge der auffallenden Strahlung, anderenteils darf die Dicke der Schicht, in der die durch die einfallende Strahlung in dem Teilchen induzierten Ströme merklich sind, bloss einen kleinen Bruchteil des Teilchenradius betragen. Bedeutet T die Schwingungsdauer der einfallenden Welle und σ den spezifischen Widerstand im absoluten elektromagnetischen Masse, dann berechnet sich die Schichtdicke, unterhalb der die Strahlung auf den e-Teil ihres Wertes an der Oberfläche des kugelförmigen Teilchens gesunken ist zu $\frac{\sqrt{T\sigma}}{2\pi}$. Es muss also zur exakten Gültigkeit der Theorie die Wellenlänge der auffallenden Strahlung λ gross sein gegen $2a$ und dies wieder gross gegen

$$\frac{\sqrt{T\sigma}}{2\pi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Um zu sehen, bis zu welchem Grade die Voraussetzungen der Theorie bei Anwendung auf die kolloidalen Suspensionen erfüllt sind, setzte ich in dieser Ungleichung in die untere Grenze mit J. J. Thomson, l. c., für σ den für stationären elektrischen Strom gültigen spezifischen Widerstand ein. Während in neuester Zeit durch Hagens und Rubens Messungen für Wellenlängen, die den sichtbaren viel näher liegen als den auf elektrischem Wege erzeugten, bei Verwendung dieses Widerstandes vollständige Übereinstimmung mit der Maxwellschen Lichttheorie, bei der die molekularen Eigenschwingungen der Metalle unberücksichtigt bleiben, gefunden wurde, fordert F. Pockels mit Recht für mittlere Lichtwellen von der Periode $2 \cdot 10^{-15}$ die Substitution des wesentlich höheren Widerstandes der Metalle, in die untere Grenze, der sich aus dem optischen Absorptionsindex K und dem Brechungsexponenten n nach der Formel

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{n^2 K}{9T} 10^{-20}$$

berechnen lässt.

Bei Verwendung dieses wesentlich höheren Widerstandes bezweifelt Herr Prof. Pockels, dass die beiden Voraussetzungen für mittlere Lichtwellen gleichzeitig überhaupt erfüllt sein können sowie dass Thomsons Theorie auf die Polarisationserscheinungen an Metallkolloiden Anwendung finden könne.

Im folgenden werden die Werte der Grenzen (1) berechnet. Es liegen diesen die auf Wasser reduzierte Wellenlänge der Natriumlinie zu Grunde. Die spezifischen Widerstände wurden berechnet aus den optischen Konstanten n und K der Metalle, die P. Drude angiebt. Für *Pt* wurde eine übrigens unbedeutende Korrektur entsprechend den neueren Messungen von Hagen und Rubens angebracht.

Man sieht aus umstehender Tabelle I, dass sich die Grenzen für die Gültigkeit der Theorie

1) Felix Ehrenhaft, Das optische Verhalten der Metallkolloide und deren Teilchengrösse. Ann. d. Physik 11, 489, 1903; Ber. d. k. Akad. zu Wien, Math.-naturw. Kl. 112, IIa, 12. Februar 1903.

2) J. J. Thomson, Rec. res. p. 449.

Tabelle I.

Metall	$n^2 . K$	σ	λ	>	$2a$	>	$\frac{\sqrt{T\sigma}}{2\pi}$	Polarisationsmaximum gegen einfallenden Strahl
Au	1,04	$17,4 . 10^5$	$4,41 . 10^{-5}$				$1 . 10^{-5}$	118—120°
Ag	0,74	$24,3 . 10^5$	$4,41 . 10^{-5}$				$1 . 10^{-5}$	110°
Pt	8,41	$2,14 . 10^5$	$4,41 . 10^{-5}$				$3,4 . 10^{-6}$	115°

bei Anwendung des höheren spezifischen Widerstandes wesentlich enger ziehen als bei jenem für den stationären Strom, den ich ursprünglich verwendete. Es bleibt aber die obere Grenze bei *Au* und *Ag* noch immer 5 mal grösser wie die untere Grenze.

Besondes aber bei *Pt* ist die Wellenlänge noch immer 10 mal grösser als die untere Grenze $\frac{\sqrt{T\sigma}}{2\pi}$, so dass einesteils in J. J. Thomsons Theorie kein innerer Widerspruch zu liegen scheint; andernteils ist es noch immer möglich, obige Theorie auf die Metallsuspensionen anzuwenden. Gerade das kolloidale Platin, das die Voraussetzungen am besten erfüllt, das am reinsten und dauerhaftesten herstellbar ist und durch letzteren Umstand auf grössere Gleichartigkeit der suspendierten Teilchen schliessen lässt, zeigt die von der Theorie geforderten Erscheinungen am deutlichsten. Wie aus meinen quantitativen Messungen hervorgeht, ist trotz des im Vergleiche zu *Au*- und *Ag*-Kolloiden geringeren Metallgehaltes der untersuchten *Pt*-Suspensionen ein grösserer Bruchteil (50—63 Proz.) des von diesem diffus reflektierten Lichtes planpolarisiert als bei jenen stärker konzentrierten. Wären bei diesem und den *Au*- und *Ag*-Suspensionen die Voraussetzungen von J. J. Thomsons Theorie exakt erfüllt, dann müssten auch deren Konsequenzen exakt eintreten, d. h. es müssten auf dem Kegelmantel, dessen Scheitelwinkel 120° mit der Richtung des einfallenden Strahles einschliesst, die diffus reflektierten Strahlen total planpolarisiert sein. Nun wurde bei den *Au*-Suspensionen das Polarisationsmaximum im Intervalle von 118—120°, bei *Ag* und *Pt* unter 110 resp. 115° gefunden, wobei bei *Au* und *Ag* nur 30—50 Proz. des diffus reflektierten Lichtes planpolarisiert waren.

Es scheint also die Annahme berechtigt, dass eben jene suspendierten Teilchen die Erscheinung zustande kommen lassen, die den Voraussetzungen genügen, während — wie ich ausdrücklich erwähnte — die andern die Reinheit der Erscheinung stören und schwächen. Und ebendies spricht wieder für die Richtigkeit der Anwendung von J. J. Thomsons Theorie, die, wie Pockels, l. c., S. 154 selbst erwähnt, verlangt, dass bei wachsendem Durchmesser der das Licht zerstreuenden Kugeln die Richtung maximaler Polarisation gegen die zum einfallenden Strahle senkrechte Ebene hinrücken, also durchaus in Übereinstimmung mit der an den Suspensionen gemessenen maximalen Polarisationsrichtung zwischen 110 und 120°. Wie ich also schon in meiner Abhandlung schloss, scheinen in den Kolloiden verschiedene Teilchen suspendiert zu sein, und zwar solche, die den Voraussetzungen von J. J. Thomsons Theorie genügen und das Polarisationsmaximum zwischen 110—120° hervorrufen, und solche, die den Voraussetzungen nicht genügen und daher die Reinheit der Erscheinung stören.

Um aber über die Natur dieser suspendierten Teilchen sowie über deren Grössenordnung einen weiteren von der vorigen Methode unabhängigen Aufschluss zu erhalten, benutzte ich eine zweite an diesen Suspensionen beobachtete Erscheinung. Beim kolloidalen *Au* z. B. lässt sich leicht eine von der Wellenlänge $\lambda = 600\ \mu\mu$ kommende, über das ganze sichtbare Spektrum reichende Absorption, die im Intervalle $\lambda = 490 - 520\ \mu\mu$ ein ganz flaches Maximum erreicht, sodann langsam abfällt, so dass sogar im Ultraviolett noch deutlich konstatierbare Absorption vorhanden ist, nachweisen. Ähnlich, aber mit denselben charakteristischen Zügen bei den anderen Kolloiden. Es schien mir naheliegend, dass diese Absorption durch Resonanz der Metallteilchen selbst auf die elektrischen Schwingungen der Lichtwellen entstehe, aber einen wesentlich anderen Vorgang darstellt, wie die scharfen Absorptionsstreifen der selektiven Absorption und damit verbundenen anomalen Dispersion, die durch intermolekulare Resonanz erklärt werden. Mit einer gewissen Näherung kann man nach dem ersten Teile der Untersuchungen zumindest einem Teile der suspendierten Partikeln angenähert Kugelgestalt zuschreiben. Da in einer solchen Metallsuspension je nach Art der Herstellung, nach Dauer des unterhaltenen Lichtbogens, nach Reinheit und Temperatur des Wassers, in dem die Zerstäubung vorgenommen wird, und noch nach vielen anderen wesentlichen Umständen Teilchen verschiedenster

Grösse enthalten sind, wie es die Messungen von Zsigmondy-Siedentopf direkt bestätigen, kann es sich im folgenden nur um eine angenäherte Grössenordnung handeln. Nach obiger Erklärung der Absorption nahm ich an, dass die Wellenlänge des Absorptionsmaximums mit dem elektrischen Eigenton der eingelagerten Metallkugeln zusammenfalle. Da es sich nur um eine Näherung handeln konnte, benützte ich den Grundton der freien Eigenschwingung einer ideal gutleitenden Kugel, der von Thomson durch den Grenzübergang zum spezifischen Leitungswiderstand o gewonnen wird. Wollte man sich nicht mit dieser Näherung begnügen, sondern dem Umstande gerecht werden, dass die Leitfähigkeit der Kugeln nicht unendlich gross ist, sondern etwa die in Tabelle I angegebene Grösse hat, dann dürfte man nicht mit diesem Idealfalle Thomsons rechnen, sondern müsste in die transzendente Gleichung

$$\frac{\sigma \frac{d}{da}\left\{a\, S_n(\lambda' a)\right\}}{S_n(\lambda' a)} = \frac{4\pi}{i p K} \frac{\frac{d}{da}\left\{a\, E_n(\lambda a)\right\}}{E_n(\lambda a)} \quad (2)^{1)}$$

in λ' die spezifische Leitfähigkeit der betreffenden Kugel einsetzen und sodann die Wurzeln λ dieser Gleichung, die für Dämpfung und Schwingungszahlen der freien Eigentöne der Kugeln des betreffenden Leitungswiderstandes charakteristisch sind, erst berechnen. Dieser komplizierten Aufgabe unterzog ich mich nicht, sondern begnügte mich mit früher erwähnter Näherung der freien Grundschwingung einer ideal leitenden Kugel. Es berechnet sich aus ihr der mittlere Teilchenradius durch

$$a = \frac{\sqrt{3}}{4\pi n}\,\lambda = 0{,}103\,\lambda. \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

In Anbetracht der bereits eingeführten Näherung fällt auch die Korrektur, die Herr Prof. Pockels verlangt und die dem Umstande entspringt, dass der Ton der freien und erzwungenen Schwingung nicht vollständig übereinstimmt, nicht ins Gewicht. Unter Berücksichtigung dieser Korrektur fände man den von (3) nur wenig abweichenden Wert

$$a = \frac{1}{5{,}7\,n}\,\lambda = 0{,}131\,\lambda \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

wobei λ die Wellenlänge des Absorptionsmaximums bedeutet.

Doch erhebt Herr Prof. Pockels gegen die Erklärung der Absorption durch die Resonanz der kleinen Metallpartikel einen anderen prinzipiellen Einwand. Die durch die Ausstrahlung bedingte Dämpfung[2]) leitender Kugeln ist viel zu gross, um noch eine deutliche Resonanz zustande kommen zu lassen. Allerdings scheint sich dieser Einwand hauptsächlich gegen die daraus gefolgerten Erklärungen Woods und Kossonogoffs für die scharfe selektive Reflexion und Absorption von auf Glas niedergeschlagenen Metallpartikeln zu beziehen.[1]) Es müsste bei Erklärung der Absorption durch die erzwungenen Schwingungen der in dem Kolloide eingelagerten Metallkugeln — wie sich aus Pockels Ausführungen S. 155 ergiebt — bei $^2/_3$ resp. $^4/_3$ Wellenlänge maximaler Resonanz die Intensität noch 0,5 bezw. 0,68 ihres Maximalwertes betragen, also, wenn die maximale Resonanz etwa in der Mitte des sichtbaren Spektrums läge, dürfte bis zu dessen Grenzen nur ein geringerer Abfall der relativen (auf die Intensität der einfallenden Strahlung) bezogenen Intensität der von der Kugel zerstreuten Wellen stattfinden. Und gerade diese Forderung der Theorie erfüllt sich an den Metallkolloiden sehr gut, besonders wenn man bei geringerer Konzentration vom wechselseitigen Einfluss der Teilchen sicher frei ist. Es handelt sich bei diesen durchaus um ganz breite Absorptionen. Ein z. B. qualitativ gemessenes *Au* lässt bei $\lambda = 676\ \mu\mu$ 33 Proz. des einfallenden Lichtes durch, erreicht von $\lambda = 524 - 512\ \mu\mu$ ein ganz flaches Maximum der Absorption, in dem es noch 10 Proz. Lichtes durchlässt und lässt bei $\lambda = 420\ \mu\mu$ wieder 19 Proz. Lichtes durch, absorbiert langsam abfallend auch noch im Ultraviolett. Ganz ähnlich auch bei den anderen Suspensionen. Es scheint also gerade dieses Phänomen für die Möglichkeit der Resonanz der Metallteilchen zu sprechen. Berechnet man vermittelst der Formeln 3 und 4 aus den beobachteten Absorptionsmaximis die mittleren Teilchendurchmesser, so ergeben sich nachfolgende kaum voneinander abweichende Werte:

1) J. J. Thomson, Rec. res. p. 367.

2) Das Dämpfungsverhältnis (s. Pockels, l. c, S. 155) für eine metallische Kugel ist

$$\varepsilon = e^{-\frac{2\pi}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{35}}$$

für ein Rotationsellipsoid von der num. Exzentrizität c für Schwingungen längs der grossen Achse

$$\varepsilon = e^{-\frac{2\pi}{\sqrt{3}} \cdot \frac{0{,}5 - 0{,}03\,c^4 + \dots}{0{,}5 + 0{,}133\,c^2 + 0{,}061\,c^4 + \dots}}$$

also für Achsenverhältnis 1 : 2 gleich $\frac{1}{15}$

woraus ersichtlich, dass eine ganz geringe längliche Gestalt die Dämpfung ganz bedeutend herabsetzt, für die mittlere Grösse der Teilchen jedoch minder ausschlaggebend ist. (Wien. Akad. Ber. 113, Febr. 1904; F. Ehrenhaft, Elektrische Schwingungen des rot. Ellipsoids).

1) Es ist zweckmässig, an dieser Stelle die von Pockels S. 156 citierten Resonatorenversuche im Gebiete der längeren Wellen zu ergänzen durch den „Hertzschen Gitterversuch im Gebiete der sichtbaren Strahlung"; Prof. F. Braun, Ber. der k. preuss. Akad. phys. mat. Kl. 21. Januar 1904, die für die Erklärungen ebengenannter Autoren von Einfluss sein könnten.

Tabelle II.

	$2a$ in Centimeter nach Formel	
	(3)	(4)
Pt . . .	7,6 . 10⁻⁶	1,2 . 10⁻⁵
Au . . .	1 . 10⁻⁵	1,3 . 10⁻⁵
Ag . . .	0,8 . 10⁻⁵	1,1 . 10⁻⁵

also Werte, die für *Au* und *Ag* nahe an die untere Grenze, für *Pt* aber in die Mitte jenes engen Intervalles für die Teilchengrösse fallen, das J. J. Thomsons Theorie der diffusen Reflexion des Lichtes für die Grösse jener Teilchen vorschreibt, die das diffus zerstreute Licht nahe an 120° gegen den einfallenden Strahl in die Einfallsebene planpolarisieren. Es geben also die zwei voneinander unabhängigen Theorien der diffusen Reflexion des Lichtes und der optischen Resonanz der kleinen Metallkugeln Übereinstimmungen, die in den Tabellen I und II zahlenmässig festgelegt sind.

Ich verhehle mir keineswegs, dass die hier gegebenen Theorien zur Erklärung der Erscheinungen noch mancher Korrektur bedürfen. Wie die von Pockels vorgeschlagene Erklärung der Farbenphänomene von Metallniederschlägen durch Beugung und Interferenz, die bisher noch aussteht, auch für die an den Metallsuspensionen beobachteten Erscheinungen zu verwenden wäre, ist noch abzuwarten.

Jedenfalls scheinen mir Thomsons Theorie der diffusen Reflexion und die optische Resonanz mit den Beobachtungen an Metallkolloiden sowie die aus beiden voneinander unabhängigen Theorien gezogenen Schlüsse untereinander in guter Übereinstimmung zu stehen.

Wien, II. physik. Inst. d. k. k. Universität, Ostern 1904.

(Eingegangen 9. April 1904.)

Das Spektrum der Stickstoffflamme.

Von J. Schniederjost.

Wird hochgespannter Wechselstrom durch eine Funkenstrecke zur Entladung gebracht, dann bildet sich eine Lichterscheinung aus, die man mit Recht als eine „Stickstoffflamme" bezeichnen kann, da Muthmann und Hofer[1]) gezeigt haben, dass sich bei dieser Entladung ein Teil des Stickstoffes und Sauerstoffes der Luft zu Stickoxyd und weiter zu Stickstoffdioxyd (NO und NO_2) verbinden. Auf die freundliche Anregung des Herrn Prof. Dr. Dorn hin und mit dessen gütiger Unterstützung, wofür ich auch hier besten Dank sage, habe ich das Spektrum dieser „Stickstoffflamme" mit dem grossen Quarzspektrographen des hiesigen Institutes photographiert. Die Flamme wurde dabei in folgender Weise erzeugt: Der Strom einer Wechselstrommaschine von etwa 50 Perioden in der Sekunde wurde in einer Stärke bis zu 15 Ampère hindurchgeleitet durch einen grossen Induktionsapparat für 60 cm Schlagweite, der von der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft gebaut ist und dessen Primärwickelung aus vier Teilen besteht, die parallel geschaltet waren. Zwischen den Polen der Sekundärwickelung, der keine Kapazität zugeschaltet war, erfolgte die Entladung noch bei einer Luftstrecke von ca. 10 cm, bei einem Abstand von 4 cm gingen von jeder Elektrode eine Flamme aus, die wohl durch den entstehenden warmen Luftstrom nach oben gelenkt wurde und dort eine Spitze bildete, also ähnlich war der Flamme eines Gases, das aus horizontalem Rohr mit mässigem Druck ausströmt. Die Spitzen der beiden Flammen legten sich gegeneinander, ihre Grösse war etwa 1½ bis 2 cm. Der geringste Luftzug störte übrigens das ruhige Brennen der Flamme. Das Spektrum dieses Lichtes wurde nun photographiert, dabei sollte besonders festgestellt werden, ob auch die dritte Gruppe aus dem positiven Bandenspektrum der Luft erscheinen würde, die in der Geisslerröhre nicht entsteht bei Gegenwart von reinem Stickstoff, sondern nur dann, wenn dem Stickstoff Sauerstoff, sei es auch nur in geringen Spuren, zugesetzt ist. Die Aufnahmen, die 3 bis 5 Minuten dauerten, ergaben folgendes Bild: Ziemlich kräftig erschienen die Wasserdampfbanden bei 3063 und 2810 $A^0.E.$, dann die zweite Gruppe der positiven Luftbanden von 3941 bis 2813 $A^0.E.$, und endlich die gesuchte dritte Gruppe des Luftspektrums zwischen den Wellenlängen 3009 bis 2150. Damit ist also festgestellt, dass diese letzte Gruppe nicht bloss in der Geisslerröhre, sondern auch bei Atmosphärendruck erhalten werden kann, ihr Aussehen ist in beiden Fällen das gleiche, Unterschiede etwa in dem Abklingen der Intensität waren nicht zu bemerken.

Halle a. S., 8. April 1904, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 11. April 1904.)

1) W. Muthmann u. H. Hofer: Über die Verbrennung des Stickstoffes zu Stickoxyd in der elektrischen Flamme. Ber. der deutschen chem. Gesellschaft **36**, 438—453, 1903.

REFERATE.

Instrumentenkunde.

Besorgt von E. Bose.

Quarzglas.

Den Bemühungen der Firmen Heraeus[1]) (Hanau) und Siebert & Kühn (Cassel) ist es in den letzten Jahren gelungen, aus geschmolzenem Quarz Gefässe selbst komplizierterer Form herzustellen, deren physikalische sowohl wie chemische Eigenschaften sie als ideale „Glas“-Gefässe erscheinen lassen.

Zur Erreichung dieses Zieles waren mannigfache Schwierigkeiten zu überwinden, vor allem die Herstellung einer klaren, d. h. luftbläschenfreien Quarzschmelze. Es gelang dies Heraeus durch Benutzung der von ihm in den Handel eingeführten Gefässe aus reinem Iridium, dem einzigen Metall, das die zum Schmelzen nötige Temperatur von ca. 1850° aushält. In diesen Gefässen wird der in der Natur in vorzüglicher Reinheit vorkommende Bergkrystall zum Schmelzen gebracht. Bei etwa 570° erfährt der Quarz eine plötzliche Änderung seiner bis dahin stetigen Ausdehnung, der eine Änderung der optischen Eigenschaften parallel geht. Infolge dieser Unstetigkeit zerspringen in diesem Temperaturgebiet einigermassen grosse Stücke in zahlreiche Splitter. Der Versuch, auf 1000° erhitzte und dann durch Abschrecken im Wasser unklar gewordene, d. h. in kleinste Teilchen zerfallene Quarzstücke direkt im Knallgasgebläse zu schmelzen, führte deshalb nicht zum Ziele, da das entstehende Glas, wie leicht erklärlich, dicht erfüllt war mit kleinsten Luftbläschen. Dagegen gelang es, in einem aus Kalk oder Magnesia bestehenden und mit einer grossen Knallgasflamme geheizten Ofen, unter beständiger Kontrollierung der Temperatur mittels Thermoelementen aus Iridium und Iridium-Ruthenlegierung, aus grossen Quarzstücken eine klare Schmelze zu erhalten, die nur einzelne grössere, wegen der grossen Zähigkeit der Masse auch durch langandauerndes Erhitzen nicht zum Aufsteigen zu bewegende Luftblasen enthielt. Der Übergang in die glasige Modifikation erfolgt bei etwa 1700°.

Die Firma Siebert & Kühn vermochte dann aus dieser Schmelze Gefässe verschiedenster Form herzustellen. Es geschieht dies in der Weise, dass zunächst Hohlkugeln von ca. 50 ccm Inhalt aus einem einzigen Stück Quarzglas geblasen und dann diese Kugeln weiter verarbeitet werden.

Physikalische Eigenschaften des Quarzglases: In betreff des Erweichungspunktes ist zu bemerken, dass bei 1350° einigermassen starkwandige Gefässe ein Vakuum stundenlang aushalten, ohne deformiert zu werden, und dass das Glas bei 1500° schon merklich plastisch ist. Bei etwa 2300° verdampft die Kieselsäure sehr stark, wobei sich der Dampf zu einem weissen Mehl kondensiert. Das spezifische Gewicht des Glases beträgt 2,22, die Härte liegt zwischen Feldspat und Quarz. Sein Ausdehnungskoeffizient ist weit kleiner als der aller bekannten Körper, er beträgt bis 1000° etwa nur $^1/_{17}$ desjenigen von Platin; infolgedessen kann man weissglühende Gefässe in Wasser tauchen, ohne dass sie zerspringen. Der Brechungsindex beträgt für D 1,4585, die Dispersion für C—F 0,00676. Ferner ist Quarz bekanntlich vollkommen durchlässig für die ultraviolette Strahlung, weshalb auch Vakuumröhren aus Quarzglas für manche Zwecke Bedeutung gewinnen dürften. Besonders erwähnenswert ist die starke Ozonbildung in der Umgebung von Vakuumröhren aus Quarzglas, speziell bei Quecksilberlampen aus Quarzglas (s. u.). Die Zuleitungen zu den Elektroden bestehen aus eingeschmolzenen Iridiumdrähten, wobei aber die bei der Abkühlung entstehenden feinen Spalten zwischen Draht und Glas noch der Nachdichtung mittels anderer Stoffe bedürfen.

Chemische Eigenschaften: Quarzglas ist unangreifbar für Wasser (Leitfähigkeitsbestimmungen), Säuren und Salzlösungen, angreifbar durch alkalische Flüssigkeiten. Wegen der letzteren Thatsache sind die Gefässe sehr sorgfältig zu reinigen und wegen des Alkaligehalts des Schweisses vor Berührung mit den Fingern zu bewahren. Bei hohen Temperaturen sind alle Oxyde gefährlich. Erwärmt man ein frei in einem Porzellanrohr befindliches Quarzrohr auf etwa 1300°, so wird dessen Oberfläche beim Abkühlen plötzlich trüb und undurchsichtig, da sich an ihr durch verbrannte Staubteilchen usw. ein dünner Silikatschmelzfluss bildet; beim Erhitzen in einem geschlossenen Platinrohr bleibt die Erscheinung aus. Das Glas verbindet sich ferner bei hoher Temperatur mit Phosphorsäure zu krystallisierter Kieselphosphorsäure, auch beim Glühen der phosphorsauren Ammoniak-Magnesia. Von oxydfreien Metallen wird das Glas auch bei den höchsten Temperaturen nicht angegriffen. Für Wasserstoff zeigt es bei höheren Temperaturen eine schwache Durchlässigkeit, die indessen erst im Erweichungsgebiet merkbare Werte erreichen dürfte.

Neuerdings stellen Siebert & Kühn auch hochgradige Thermometer aus Quarz her. Als Füllungsmaterial dient Quecksilber. Es wurden

1) Heraeus, Zeitschr. f. Elektrochem. 9, 847, 1903; C. Siebert, ibid. 10, 158, 1904. (Vgl. auch diese Zeitschr. 5, 33, 1904.)

zunächst Einschlussthermometer bis 580° hergestellt, die mit Stickstoff von 20 Atm. Druck gefüllt waren. Nach mehrmaligem Erhitzen war kein Anstieg des Quecksilbers zu bemerken. Mit Quecksilber und Stickstoff von 60 Atm. gefüllte Thermometer gestatten Temperaturen bis 720° mit Sicherheit zu messen, sie zeigen sich den bisherigen hochgradigen Thermometern aus Jenaer Borosilikatglas in mancher Beziehung überlegen. Die Skala besteht aus Nickelstahl. Die Länge der Thermometer beträgt etwa 35 cm, sie haben eine Teilung in $^5/_1$" von 300 bis 750° Celsius.

Sehr aussichtsvoll dürfte auch die kürzlich von Heraeus gebaute Quecksilberbogenlampe [1]) aus Quarz sein, vor allem als intensive Strahlungsquelle für ultraviolettes Licht, auf dessen Vorhandensein schon der starke Ozongeruch bei Beginn des Brennens der Lampe hinweist.

1) Vergl. M. Bodenstein, Zeitschr. f. Elektrochem. 10, 123, 1904.

F. Krüger.

(Eingegangen 17. März 1904.)

BESPRECHUNGEN.

Johannes Frischauf, Grundriss der theoretischen Astronomie und der Geschichte der Planetentheorien. 2. Auflage, gr. 8. XV und 199 S. mit 22 Figuren. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1903. Mk. 5,—.

J. F. Encke, Über die Bestimmung einer elliptischen Bahn aus drei vollständigen Beobachtungen. — P. A. Hansen, Über die Bestimmung der Bahn eines Himmelskörpers aus drei Beobachtungen. (Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, No. 141.) Herausgegeben von J. Bauschinger. 8. 162 S. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1903. Gebunden Mk. 2,50.

Zwei erfreuliche Erscheinungen! Das Buch von Frischauf giebt in knapper und übersichtlicher Form die von Olbers und Gauss stammenden klassischen Methoden der Bahnbestimmung. Der historische Abschnitt verweilt besonders bei Kepler und erregt den Wunsch auf das lebhafteste, die für alle Naturwissenschaft vorbildliche Forschungsweise dieses Genius möge einmal erschöpfend dargestellt werden.

Encke und Hansen haben die Gausssche Methode vereinfacht unter Verzicht auf eine gewisse von Gauss erstrebte, in der Praxis meist überflüssige Strenge. Die Enckesche Darstellung erscheint zur Einführung besonders geeignet. Der Herausgeber hat sich ein spezielles Verdienst dadurch erworben, dass er dem Büchlein das Rechenschema der Enckeschen Methode in der durch vielfachen Gebrauch abgerundeten Form beigefügt hat, in welcher diese Methode gegenwärtig auf dem Berliner Recheninstitut benutzt wird.

K. Schwarzschild.

(Eingegangen 19. Februar 1904.)

Nachtrag und Berichtigung zu dem Bericht über die X. Versammlung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft in Berlin vom 7. bis 9. April 1904.

In dem citierten Bericht ist ein Vortrag nicht erwähnt worden, über den der Vortragende freundlichst folgendes Selbstreferat zur Verfügung stellt:

Steffens-Berlin demonstriert eine neue Ölungsvorrichtung und Lagerung mit hermetischem Abschluss gegen das Eindringen von Staub und Feuchtigkeit für Windfahnen; ferner einen Apparat zur Registrierung des Niederschlages, sowohl des Regens als auch des Schnees; und schliesslich ein Registriersystem zur kontin. Aufzeichnung der Schwankungen der Resultanten aus oszillatorisch fortschreitenden Bewegungen. Letztere Vorrichtung bezweckt bei Körpern, welche um eine Gleichgewichtslage schwingen, die Schwingungen zu eliminieren und lediglich die Änderungen der Gleichgewichtslage aufzuzeichnen, wodurch das Studium der Details der Phänomene ermöglicht wird. Vortragender zeigt eine Anwendung dieses Systems zur Registrierung der Windrichtung in Gestalt einer dünnen Kurve unter Ausschaltung der Fahnenschwingungen.

Weiterhin ist das Referat über Börnstein-Berlin (S. 308, 2. Spalte) dahin zu verbessern, dass der Isoplethenfläche des Luftdrucks nicht die Reihendarstellung, sondern die Beobachtungen selbst zu Grunde liegen, und dass die Vermutung des Vortragenden dahin geht, dass weitere Studien wahrscheinlich ergeben werden, dass die Reihendarstellung nur den Wert mathematischer Ausgleichung besitzt.

A. Nippoldt.

(Eingegangen 11. Juni 1904.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierte sich: Dr. Paul Gast in Darmstadt für Geodäsie und astronomische Ortsbestimmung. Dr. Willy Hinrichsen in Aachen für physikalische Chemie. Dr. Karl Beck in Leipzig für Chemie.

Es erhielt den Titel Professor: Privatdozent Dr. E. Rupp in Marburg. Privatdozent Dr. F. Dolezalek in Berlin.

Es wurden berufen: Prof. Dr. F. Schilling aus Göttingen an die technische Hochschule in Danzig. Prof. Dr. von Mangold aus Aachen ebenfalls dorthin, beide für Mathematik.

Es tritt in den Ruhestand: Prof. Dr. K. Pape in Königsberg.

Es starb: Prof. Dr. Albert Rilliet, Genf. Prof. Dr. V. Merz, früher in Zürich. Prof. Dr. Karl Bopp, früher in Stuttgart.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. | 15. Juli 1904. Redaktionsschluss für No. 15 am 20. Juli 1904. | 5. Jahrgang.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Elektronentheorie.

Von W. Wien.

Bei den meisten Untersuchungen über die Theorie der Elektronen wird eine unveränderliche Kugelgestalt für sie angenommen, wohl unter der Voraussetzung, dass diese Hypothese zunächst die einfachste sei. Nun hat aber bereits Searle[1]) darauf aufmerksam gemacht, dass bei den Heavisideschen Feldgleichungen einer in gleichförmiger Bewegung befindlichen Ladung die Fläche, welche der Kugel im Ruhezustande entspricht, ein abgeplattetes Ellipsoid ist, dessen Achsen im Verhältnis $1-\frac{v^2}{c^2}:1:1$ stehen, wo v die Translationsgeschwindigkeit, c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnen. Will man daher zu einer Ladung von verschwindenden Dimensionen übergehen, so hat man nicht eine Kugel von verschwindendem Radius, sondern ein solches Ellipsoid anzunehmen, was in einer zwischen Searle und Heaviside geführten Diskussion völlig klar gestellt ist (vgl. Heaviside, Electrical Papers, Bd. II). Es geht hieraus hervor, dass die einfachste Hypothese, die man über die Gestalt der Elektronen machen kann, nicht die Annahme einer unveränderlichen Kugelgestalt ist, sondern die einer veränderlichen Gestalt, so dass die Kugelgestalt nur im Zustande der Ruhe vorhanden ist, während sie sich bei der Bewegung immer mehr abplattet. Mit Rücksicht hierauf habe ich[2]) auch bei der Berechnung der elektromagnetischen Masse ein solches von Searle sogenanntes Heavisidesches Ellipsoid für die Gestalt der Elektronen angenommen. Weitere Gründe als die der Einfachheit liessen sich zunächst für diese Annahme nicht beibringen.

Eine sehr wesentliche Stütze hat die genannte Hypothese nun durch die Untersuchung von H. A. Lorentz[3]) gewonnen, der gezeigt hat, dass sich unter dieser Annahme Heavisidescher Ellipsoide für die Elektronen die hauptsächlichsten Schwierigkeiten überwinden lassen, die für die Elektronentheorie bisher noch in den negativen Ergebnissen der bekannten Versuche von Michelson und Morley, Rayleigh, Brace, Trouton und Noble über den Einfluss der Erdbewegung auf optische und elektrische Phänomene lagen. Auch die Versuche von Kaufmann über die magnetische und elektrische Ablenkung der β-Strahlen lassen sich durch die Annahme Heavisidescher Ellipsoide mit befriedigender Genauigkeit darstellen.

1) Searle, Phil. Mag. **44**, 340, 1897.
2) W. Wien, Lorentz-Festschrift S. 96, 1900.
3) H. A. Lorentz, K. Akad. v. Wetenschappen te Amsterdam, 27. Mai 1904.

Es scheint mir daher nicht zweifelhaft, dass für die nächste Weiterbildung der Theorie die Hypothese Heavisidescher Ellipsoide für die Elektronen die geeignetste ist, zumal darauf zu rechnen ist, dass die Ergebnisse für sie immer den einfachsten Charakter annehmen werden.

In meinen letzten Untersuchungen[1]) über die Ausstrahlung eines bewegten strahlenden Centrums war ich unter Vermeidung aller Hypothesen davon ausgegangen, die Verallgemeinerung zu suchen, welche die bekannten Hertzschen Ausdrücke eines strahlenden Dipols durch die Bewegung erfahren müssen. Die Ergebnisse liessen sich in vollständig eindeutiger Weise gewinnen und enthalten die Theorie eines bewegten, beliebige elektromagnetische Strahlungen aussendenden Centrums unabhängig von jeder weiteren Hypothese über den Strahlungsvorgang.

Mit der Hypothese, dass die Strahlung durch bewegte Elektronen erfolgt, müssen sie so weit in Übereinstimmung sein, als sich diese Ausstrahlung für die Ruhe durch die Ausdrücke von Hertz darstellen lässt, was bekanntlich unter gewissen Einschränkungen zutrifft.[2]) Bei der Bewegung muss aber dann nach den vorhergehenden Erörterungen, soweit man überhaupt die Gestalt der Elektronen in Frage zu ziehen hat, diese sich wie bei den Heavisideschen Ellipsoiden ändern.

Meine Ergebnisse waren durch gewisse Transformationen nach Einführung neuer Variabeln gewonnen. Durch ganz ähnliche Umformungen hat nun H. A. Lorentz[3]) ein allgemeines Schema für die Feldgleichungen erhalten, durch das man für den Zustand der Ruhe bekannte Vorgänge auf den der Bewegung unter der Voraussetzung übertragen kann, dass alle in der Richtung der Bewegung fallenden Dimensionen im Verhältnis $1-\frac{v^2}{c^2}:1$ verkleinert werden.

1) W. Wien, Boltzmann-Festschrift S. 174; Ann. d. Phys. **13**, 641 u. 663, 1904.
2) H. A. Lorentz, Versuch einer Theorie etc., Leiden 1895, S. 54.
3) H. A. Lorentz, K. Akad. v. Wetenschappen te Amsterdam, 27. Mai 1904.

Für das durch die Bewegung eines einzelnen kugelförmigen Elektrons hervorgerufene Feld ist nur die Annahme nötig, dass die ursprüngliche Kugelgestalt des Elektrons in ein Heavisidesches Ellipsoid übergeht.

Ich will nun zeigen, dass in der That die Ausdrücke, die für ein einzelnes schwingendes Elektron bekannt sind, nach dem Lorentzschen Schema auf den Fall der Bewegung übertragen, die von mir gewonnenen Ausdrücke für eine bewegte Strahlungsquelle ergeben.

Die für die Strahlung eines schwingenden Elektrons in Betracht kommenden Feldausdrücke lauten:

$$\mathfrak{E}'x = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z'^2} \quad \mathfrak{E}'y = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x' \partial y'} \quad \mathfrak{E}'z = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x' \partial z'}$$

$$\mathfrak{H}'x = 0 \quad \mathfrak{H}'y = -\frac{1}{c} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z' \partial t'} \quad \mathfrak{H}'z = \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y' \partial t'}$$

$$\varphi = \frac{A}{r'} cos\left(nt' - \frac{r'}{c}\right) \quad r'^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2.$$

Wollen wir nun diesen Zustand auf die Bewegung in der Richtung x mit der Geschwindigkeit v übertragen, so haben wir zu setzen

$$t' = kt - \frac{v}{kc^2} x \quad R^2 = 1 - \frac{v}{c^2}$$

$$x = kx' \quad y = y' \quad z = z' \quad r^2 = \frac{x^2}{k^2} + y + z^2$$

$$\mathfrak{E}x = \mathfrak{E}'x \quad \mathfrak{E}y = \frac{1}{k}\left(\mathfrak{E}'y + \frac{v}{c}\mathfrak{H}'z\right)$$

$$\mathfrak{E}z = \frac{1}{k}\left(\mathfrak{E}'z - \frac{v}{c}\mathfrak{H}'y\right)$$

$$\mathfrak{H}x = \mathfrak{H}'x \quad \mathfrak{H}y = \frac{1}{k}\left(\mathfrak{H}'y - \frac{v}{c}\mathfrak{E}'z\right)$$

$$\mathfrak{H}z = \frac{1}{k}\left(\mathfrak{H}'z + \frac{v}{c}\mathfrak{E}'y\right).$$

Nun ist

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y'} \quad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z'}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'} k \quad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x'} \frac{1}{k} - \frac{\partial}{\partial t'} \frac{v}{kc^2}.$$

Nach Ausführung dieser Transformationen erhält man

$$\mathfrak{E}x = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \quad \mathfrak{E}y = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial x}$$

$$\mathfrak{E}z = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z \partial x}$$

$$\mathfrak{H}x = 0 \quad \mathfrak{H}y = -\frac{1}{c}\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z \partial t} - \frac{v \partial^2 \varphi}{\partial z \partial x}\right)$$

$$\mathfrak{H}z = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial t} - \frac{v \partial^2 \varphi}{\partial z \partial y}\right),$$

$$S = \frac{A}{r} cos\, n\left(kt - \frac{v}{kc} x - r\right) \quad r^2 = \frac{x^2}{k^2} + y^2 + z^2.$$

Hier erfolgt die Schwingung in derselben Richtung, wie die Bewegung. Die Schwingung ist longitudinal.

Die Ausdrücke sind identisch mit den früher von mir angegebenen. Für transversale Schwingungen haben wir zu setzen

$$\mathfrak{E}'x = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x' \partial z'} \quad \mathfrak{E}'y = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y' \partial z'},$$

$$\mathfrak{E}'z = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y'^2}$$

$$\mathfrak{H}'x = -\frac{1}{c} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t' \partial y'} \quad \mathfrak{H}'y = \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t' \partial x'}$$

$$\mathfrak{H}'z = 0$$

und erhalten durch die Transformation und Berücksichtigung der Gleichung

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - 2v \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial t} - k^2 c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2}$$

$$- \frac{c^2 \partial^2 \varphi}{z^2} = 0$$

$$\mathfrak{E}x = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z \partial x} k - \frac{v}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z \partial t} \frac{1}{k} \quad \mathfrak{E}y = -\frac{1}{k} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial z}$$

$$\mathfrak{E}z = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} k + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial t} \frac{v}{c^2 k} + \frac{1}{k} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2}$$

$$\mathfrak{H}x = -\frac{1}{ck} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial y} \quad \mathfrak{H}y = \frac{1}{ck} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial t} + \frac{v}{ck} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}$$

$$\mathfrak{H}z = -\frac{v}{ck} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial z}.$$

Auch diese Ausdrücke stimmen mit den früher von mir angegebenen bis auf den in die Amplitude aufzunehmenden konstanten Faktor $\frac{1}{k}$ überein.

Also sind die von mir angegebenen Resultate für die Ausstrahlung beschleunigter oder schwingender Elektronen als diejenigen anzusehen, die der Übertragung auf eine Bewegung der Strahlungsquelle mit konstanter Geschwindigkeit entsprechen.

Die weitere Verfolgung der Hypothese Heavisidescher Ellippsoide bietet nun eine Anzahl neuer Fragen, die der bisherigen Elektronentheorie fremd waren. Zunächst scheiden alle Erörterungen über die Überschreitung der Lichtgeschwindigkeit aus. Bei der Lichtgeschwindigkeit würde jedes Elektron die Gestalt einer Kreisscheibe annehmen und die Überschreitung der Lichtgeschwindigkeit würde die Ladung des Elektrons nach der gemachten Annahme nicht mehr im stabilen Gleichgewicht lassen.

Dagegen tritt die Frage auf, wie sich die Verhältnisse gestalten, wenn bei einer Beschleunigung des Elektrons die Gestaltsänderung während der Geschwindigkeitsänderung berücksichtigt werden muss. Dies wird allerdings nur bei sehr plötzlichen Änderungen der Geschwindigkeit erforderlich sein. Doch ist es leicht

möglich, dass sie bei einer genauen Theorie der Röntgenstrahlen in Frage kommt.

Die hier vertretenen Gesichtspunkte rücken den Standpunkt, dass man alle Massen und alle Kräfte elektromagnetisch auffassen muss, immer mehr in den Vordergrund. Denn nur unter dieser Bedingung gelingt es, in konsequenter Weise von den erwähnten negativen Einflüssen der Erdbewegung Rechenschaft zu geben.

Dagegen würde ich es für die weitere Entwicklung der Wissenschaft für äusserst schädlich halten, wenn man in einseitiger Weise solche auf Hypothesen gegründete Theorien nun schon als endgültig feststehend ansehen wollte. Gerade der grosse Umschwung, den die Physik in der letzten Zeit erfahren hat, mahnt zu doppelter Vorsicht und besonders dazu, die Augen auch noch für andere theoretische Möglichkeiten offen zu halten, damit immer die Möglichkeit einer Änderung des eingeschlagenen Weges gegeben ist.

Würzburg, 1. Juli 1904.

(Eingegangen 3. Juli 1904.)

Methode zur Bestimmung der Intensität der β-Strahlen, sowie einige Messungen ihrer Absorbierbarkeit.

Von W. Seitz.

Im letzten Jahre wurde die Intensität der von einem Radiumpräparat ausgehenden Strahlung von den Herren W. Wien[1]), Strutt[2]), Paschen[3]) quantitativ bestimmt durch die positive Ladung, welche das Präparat im Vakuum annehmen muss, da es fortgesetzt negative Elektronen fortsendet. Bei den folgenden Versuchen habe ich nun gerade den entgegengesetzten Weg eingeschlagen: nicht die positive Selbstladung des Präparates, sondern die negative Ladung, welche eine im Vakuum isoliert aufgehängte Platte durch Bestrahlung mit β-Strahlen empfängt, wurde gemessen. Da hier das Präparat nicht selbst in den evakuierten Raum eingeschlossen werden muss, so eignet sich diese Methode sehr gut für manche Zwecke, z. B. für Absorptionsmessungen. — Auf ein Glasgefäss von der in Fig. 1 angegebenen Gestalt, wurde bei K eine Messingkapsel mit Siegellack aufgekittet. In diese waren dicht angeordnet 7 Löcher gebohrt, so dass nur schmale Spangen zurückblieben (s. Fig. 2) als Träger für das darauf zu befestigende Aluminiumfenster. Dies bestand aus 0,01 mm starker

1) W. Wien, diese Ztschr. **4**, 624—626, 1903.
2) R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. **72**, 208, 1903.
3) F. Paschen, Ann. d. Phys. **14**, 164—171, 1904.

Fig. 1.

Fig. 2.

Aluminiumfolie und hatte eine Gesamtfläche von 1 qcm. Etwa in der Folie vorhandene kleine Löcher können durch Überstreichen mit dünnem Spirituslack leicht unschädlich gemacht werden. Die 3 mm starke Messingplatte P ist an dünnen Stäbchen sehr gut isolierenden Glases aufgehängt.

Auf der Platinschale S, welche mit P metallisch verbunden ist, ruht das Ende der zum Elektrometer führenden Leitung, welche aus leicht federndem, dünnem Draht bestand. Ein Pinsel aus feinem Platindraht verbürgt guten Kontakt. Über diesem Pinsel ist ein leichter Eisenstift (E) angebracht, um auf dem elektromagnetischem Wege mit Hilfe der Spule Sp den Kontakt unterbrechen zu können.

Die Röhre wurde bis zur äussersten Grenze der Leistungsfähigkeit der Luftpumpe evakuiert, die Isolation der Platte P war dann, solange der elektromagnetische Kontakt gehoben war, ganz vorzüglich.[1])

Das radioaktive Präparat — 0,007 g Radiumbromid von Büchler & Co. in Braunschweig — befand sich in einer oben mit dünnem Glimmer verschlossenen starkwandigen Bleikapsel ungefähr 7 mm unter dem Fenster. Den geometrischen Verhältnissen nach zu schliessen, dürfte etwa der 7. Teil der Gesamtstrahlung auf die Platte P gelangen, falls man von der Absorption in dem Glimmerblatt, dem Fenster (diese ist

1) Die Isolation wurde noch besonders geprüft, indem an das Fenster eine Spannung von 2 Volt angelegt wurde.

im übrigen sehr gering), sowie in sonstigen dazwischen gebrachten Schichten absieht.

Bei Absorptionsmessungen wird die absorbierende Schicht zwischen Präparat und Fenster gelegt und kann bei dieser Anordnung sehr bequem vertauscht oder entfernt werden.

Zur Elektrizitätsmessung diente ein Quadrantenelektrometer nach Dolezalek.

Da die Isolation desselben nicht sehr gut ist, so verfuhr ich im allgemeinen folgendermassen.

Der elektromagnetische Kontakt wurde durch Einschalten des Stromes in die Spule eine bestimmte Zeit lang — im allgemeinen 2 Minuten, in einigen Fällen aber bis zu 30 Minuten — unterbrochen.

Die Ladung, welche währenddessen sich auf P durch das Auftreffen der Elektronen angesammelt hatte und welche ein Mass für deren Menge bildet, wurde durch den ersten Ausschlag des Elektrometers bestimmt, nachdem die Verbindung wieder hergestellt worden war. — Nur in solchen Fällen, in denen die Strahlung nicht durch dickere absorbierende Schichten erheblich geschwächt war, konnte die in der Zeiteinheit sich ansammelnde Elektrizitätsmenge gemessen werden, indem das Elektrometer dauernd eingeschaltet blieb. Die Ergebnisse beider Methoden stimmten vollständig miteinander überein. Das Elektrometer war mit einem Harmsschen[1]) Kondensator auf Elektrizitätsmengen geeicht und es entsprach ballistisch gemessen 1 mm $2{,}96 \cdot 10^{-18}$ Coulomb. Dass das Instrument sowie die Zuleitungen und die Röhre selbst aufs beste gegen elektrostatische Störung durch metallische Umhüllung geschützt werden musste, ist selbstverständlich.

Alle im folgenden angegebenen Zahlen sind gefunden durch eine grössere Anzahl von Einzelmessungen, welche im allgemeinen auf 4 Proz. miteinander übereinstimmten. Zahlen, welche mir aus irgendeinem Grunde weniger zuverlässig scheinen, sind in Klammern eingeschlossen.

Absorption in Zinn von verschiedener Dicke.

Die Schichten verschiedener Dicke wurden durch Aufeinanderlegen einer entsprechenden Anzahl Stanniolblätter hergestellt. Durch Wägung wurde das Produkt aus Dicke und Dichte, also die Masse pro Flächeneinheit bestimmt.

Hervorzuheben ist, dass es für die Absorption gleichgültig ist, ob wir mehrere dünne Blättchen verwenden oder ein dickeres, von der gleichen Gesamtmasse.

In der folgenden Tabelle stehen unter d die Dicken der Zinnschichten in cm; $\frac{J}{J_0}$ ist das Verhältnis der durch die absorbierende Schicht hindurchgedrungenen Elektrizitätsmenge zu der bei Abwesenheit der absorbierenden Schicht gefundenen. Der Absorptionskoeffizient α ist berechnet nach der Formel $J = J_0 e^{-\alpha d}$

Tabelle I.

d	$\frac{J}{J_0}$	α
0,000834	0,869	175
0,001665	0,802	132,5
0,00421	0,653	101,5
0,00818	0,466	93,5
0,01239	0,359	82,5
0,01661	0,289	74,9
0,02055	0,230	71,5
0,02705	1,1705	65,4
0,0518	(0,065)	(52,8)
0,0789	(0,0312)	(43,9)
0,1585	(0,00594)	(32,3)
0,216	(0,00428)	(25,2)

Der Absorptionskoeffizient nimmt, wie aus der Tabelle hervorgeht, mit Zunahme der Dicke der absorbierenden Schicht ab. Diese bereits bekannte Thatsache erklärt sich aus der Inhomogenität der vom Präparat ausgesandten Strahlen.

Angeregt durch die Beobachtungen von Herrn Paschen, von denen ich erfuhr, als meine Untersuchungen bereits beendet waren, habe ich auch geprüft, ob selbst durch dicke Bleiplatten noch messbare Ladungen hindurchgehen.

Das Resultat war ein positives. Nachdem durch 3 mm Blei hindurch die isolierte Auffangplatte eine Stunde lang bestrahlt worden war, zeigte das Elektrometer beim Herstellen des Kontakts deutlich eine negative Ladung an.

Nach diesen Messungen beträgt die Menge β-Strahlen von höchster Geschwindigkeit, welche eine solche Bleiplatte noch zu durchdringen vermag, ungefähr 0,291 Proz. der Gesamtstrahlung.

Das von Herrn Paschen gefundene Resultat ist also hiermit bestätigt. Wenn die Zahl 0,291 bedeutend kleiner ist als der entsprechende von Paschen gefundene Wert, so ist dies selbstverständlich, da bei mir die ursprüngliche Strahlenmenge (J_0) nur das Glimmerblatt passiert hatte und daher noch reich an langsamen, stark absorbierbaren Strahlen war, während bei Herrn Paschen die letzteren durch das 0,5 mm starke Glas, in welches das Präparat eingeschlossen war, bereits grösstenteils entfernt waren.

Das Absorptionsvermögen verschiedener Substanzen.

Bei der Bestimmung der Absorption in verschiedenen Materialien diente stets als Ver-

1) F. Harms, diese Ztschr. 5, 47—50, 1904.

gleichssubstanz Stanniol, und zwar wurde die Dicke der Stanniolschicht, d. i. die Anzahl der Blätter, so gewählt, dass eben nahezu dieselbe Strahlenmenge durch das Stanniol hindurchgeht, wie durch die zu untersuchende Substanz; bei kleinen Unterschieden konnte mit Hilfe von Tabelle I interpoliert werden.

Das Dickenverhältnis, das wir wählen müssen, um in den beiden zu vergleichenden Substanzen gleiche Absorption zu erzielen, ist im übrigen unabhängig von der absoluten Dicke, wenigstens in dem von mir benutzten Messbereich.

In der folgenden Tabelle ist nicht das Verhältnis der Dicken, sondern das Verhältnis der Massen zur Flächeneinheit, das gleicher Absorption entspricht, angegeben. Die Zahlen sind willkürlich auf Zinn als Einheit bezogen.

Tabelle II.

	$\frac{M \times}{M\ (\text{Zinn})}$	Atomgewicht
Blei	0,745	206,9
Gold	0,83	197,2
Platin	0,84	194,8
Zinn	1	118,1
Silber	1	107,9
Blattmetall	1,227	(70 im Mittel)
40% Silbernitratlösung[1])	(1,258)	
Stahl	1,29	56,0
Schwefel	1,34	32,0
Aluminium	1,56	27
Gips (Marienglas)	1,57	
Papier[1])	1,57	
Glimmer	1,57	
Wasser	(1,66)	
Paraffin	1,69	
Hartgummi	1,73	
Kohle (Gaskohle)	1,86	

Wie aus der Tabelle folgt, gilt mit erster Annäherung das von Lenard für die Absorption von Kathodenstrahlen aufgestellte Gesetz, wonach gleiche Absorption einer gleichen Masse pro Flächeneinheit, also einem gleichen Produkt von Dicke und Dichte entsprechen soll, doch weichen die Zahlen erheblich vom Werte 1 ab. Bei den untersuchten chemischen Elementen (Metalle, Schwefel, Kohle) lässt sich insofern eine gewisse Gesetzmässigkeit beobachten, als die Zahlen mit wachsendem Atomgewicht abnehmen. Also die Substanzen absorbieren bei gleicher Masse pro Flächeneinheit desto mehr, je höher das Atomgewicht.

Schliesslich möchte ich noch den absoluten Wert der Elektrizitätsmenge, welche die 0,007 gr Radiumbromid pro Zeiteinheit aussenden, angeben, so genau sich derselbe mit Hilfe meines Apparates bestimmen lässt. Durch das obengenannte Glimmerplättchen und durch das Aluminiumfenster hindurch empfängt die Auffangplatte in der Vakuumröhre $0{,}507 \cdot 10^{-12}$ Coulomb pro Sekunde.

Aus den geometrischen Verhältnissen der ganzen Anordnung zu schliessen, dürfte dies etwa der 7. Teil der nach allen Seiten erfolgenden Gesamtstrahlung sein, wobei die Absorption in Glimmerblatt und Aluminiumfenster vernachlässigt werden kann, das Präparat giebt darnach $3{,}57 \cdot 10^{-12}$ Amp. dauernd in Form von β-Strahlen ab.

Diese Zahl stimmt der Grössenordnung nach gut überein mit dem von Herrn Wien nach der indirekten Methode bestimmten Wert, wonach 0,004 gr Radiumbromid durch ein $^1/_{10}$ mm dickes Glasröhrchen dauernd $3{,}018 \cdot 10^{-12}$ Amp. ausstrahlt.

Würzburg, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 4. Juni 1904.)

1) Flüssigkeiten, deren Absorption bestimmt werden sollte, wurden in einem aus Glimmerblättchen angefertigten Trog gefüllt. Die Dicke der Flüssigkeitsschicht betrug $1^1/_2$ mm.

Über die Ionisation bei der Ozonbildung.

Von Siegfr. Guggenheimer.

Veranlasst durch die elektrischen Erscheinungen, welche die Oxydation des Phosphors in feuchter Luft begleiten, begann ich vor einiger Zeit Versuche, welche darthun sollten, ob diese Ionisationserscheinungen derartige Oxydationen allgemein begleiten. Es drängte sich mir bei diesen Versuchen jedoch bald die Überzeugung auf, dass die Ionisation immer verknüpft ist mit gleichzeitig vor sich gehender Ozonbildung. Eine Anzahl meiner Versuche ist bereits durch die Veröffentlichung des Herrn Uhrig[1]) überholt worden, jedoch glaube ich einige Versuche mitteilen zu sollen, welche zeigen, dass starke Ionisation die Phosphoroxydation nur dann begleitet, wenn chemisch die Möglichkeit der Ozonbildung vorhanden ist.

Ich benutzte zu diesen Versuchen ein cylindrisches Gefäss von ca. 15 cm Länge und 3 cm innerer Weite. Unten wurde das Gefäss durch einen Schliff D geschlossen. Mit diesem Schliff war ein Glasschälchen A fest verbunden, in dem sich der gelbe Phosphor befand. C ist ein Zerstreuungskörper aus Aluminium, der durch Hartgummi und Paraffin sorgfältig isoliert war. Ein an Erde gelegter Aluminiumcylinder B füllte die Wandungen des Gefässes fast vollständig aus. Eine Ansatzröhre E führte zu einem Dreiweghahn, mittels dessen eine Verbindung des Versuchsrohres mit einer Sprengel-Donlepumpe, mit einem Stickstofferzeugungsapparat oder durch ein System von Trocken-

1) Uhrig, Naturwiss. Rundschau 18, 601, 1903.

röhren mit der äusseren Luft hergestellt werden konnte. Der Zerstreuungskörper C wurde mit der Nadel eines Dolezalek-Elektrometers verbunden, dessen Quadranten durch Akkumulatoren eine konstante Ladung von ± 4 Volts erhielten. Der Abstand von C zu B betrug 5 mm und die Spannungsdifferenz C/B betrug 400 Volts/cm. C wurde durch eine Hochspannungsbatterie abwechselnd positiv und negativ geladen.

Der Versuch, der oft wiederholt wurde, geschah folgendermassen: Zunächst wurde der Isolationsverlust des Systems Zerstreuungskörper-Elektrometer bestimmt, hierauf Phosphor eingeführt, und dessen Entladungsvermögen in Luft von Zimmerfeuchtigkeit bestimmt. Dann wurde gelber Phosphor auf das Schälchen A gelegt und beobachtet, um wieviel der Ausschlag der Elektrometernadel während 10 Minuten zurückging. Hierauf wurde wiederholt evakuiert, soweit es möglich war, und der Apparat mit trockenem Stickstoff gefüllt. Schliesslich wurde wieder evakuiert, und hierauf durch Vorlagen von konz. Schwefelsäure, Chlorcalcium und Phosphorpentoxyd getrocknete Luft langsam eingelassen. War der Druck im Apparate wieder auf Atmosphärendruck gestiegen, so wurde wieder die Elektrizitätszerstreuung während 10 Minuten beobachtet.

Die Resultate waren durchweg von folgendem Typus:

Bei einem ursprünglichen Gesamtausschlag von 125 Skalenteilen ging die Nadel in 10′ zurück um

14 Sk.-T. bei der Isolationsprüfung des messenden Systems,

40 Sk.-T. bei der Oxydation in Luft der Feuchtigkeit des Zimmers,

16 Sk.-T. nach Stickstofffüllung, Evakuation und Zuführung trockener Luft.

Man sieht hieraus, dass, wenn möglichst trockener Phosphor nur mit ganz trockener Luft in Berührung kommt, die Entladung kaum stärker ist, als der Verlust durch Mängel der Isolation. Dass die beiden Werte nicht übereinstimmten, lag sicher darin, dass es nie gelang, den gelben Phosphor absolut trocken zu erhalten. Sehr geringe Mengen von Feuchtigkeit blieben immer zurück; es scheint, dass das einzige Mittel, Phosphor ganz trocken zu erhalten, darin besteht, denselben im Vakuum in das Entladungsgefäss hinein zu destillieren.

Eine Bestätigung dieser Versuchsresultate ist in den Resultaten zu erblicken, die Herr Harms[1]) erhalten hat, als er Phosphordampf mit Sauerstoff zusammenbrachte.

Was die Ursache der bei der Oxydation des Phosphors auftretenden Ionenbildung anlangt, so glaube ich auch, dass dieselbe in innigem Zusammenhange steht mit der durch die van't Hoffsche Schule festgestellten Abweichung vom Massenwirkungsgesetze, die der Oxydationsvorgang in diesem Falle zeigt, und bin ich auch mit Herrn Schenck[2]) der Meinung, dass diese Abweichung nur eine scheinbare ist. Obwohl bisher von der Chemie sauerstoffreichere Verbindungen als Phosphorpentoxyd nicht isoliert worden sind, glaube ich doch, dass man annehmen kann, dass bei der Oxydation des Phosphors primär, und zwar mit einer Reaktionsgeschwindigkeit, die dem Massenwirkungsgesetz entspricht, unstabile höhere Oxyde, vielleicht von der Formel $P_2 O_7$ oder $P_2 O_9$ entstehen, die sich jedoch unter Sauerstoffabspaltung resp. Ozonbildung sofort wieder zersetzen. Dann kann man sich leicht vorstellen, dass bei der Sauerstoffabspaltung dieser hypothetischen höheren Oxyde auch ein Zerfall des Sauerstoffmoleküls eintritt und Ozonbildung in der von Herrn Schenck geschilderten Weise stattfindet. Dass bei dem Übergang einer Verbindung aus einer höheren Oxydationsstufe in eine niedrigere der Vorgang sich unter Ozonbildung vollziehen kann, zeigt der Vorgang bei der Einwirkung von konz. $H_2 SO_4$ auf $KMn O_4$ oder auf $Ba O_2$.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit haben die Herren Richarz und Schenck[3]), sowie eingehender kurze Zeit darauf Herr Schenck[4]) allein, die Analogie besprochen, welche die Eigenschaften des Ozons mit denen der radioaktiven Körper aufzuweisen scheinen. Ich bin der Meinung, dass beide Klassen von Erscheinungen doch erhebliche Verschiedenheiten aufzuweisen, und will versuchen, diese Ansicht kurz zu begründen.

1) Harms, diese Ztschr. **5**, 95, 1904.
2) Schenck, Berl. Ber. **53**, vom 7. 1. 1904.
3) Richarz und Schenck, Berl. Ber. **52**, vom 10. 12. 1903.
4) Schenck, l. c.

Wenn wir einen Körper als radioaktiv ansprechen, so verstehen wir darunter, dass er, von der Emanation abgesehen, einen Komplex von Strahlungen aussendet, die imstande sind, die photographische Platte zu schwärzen, und die Luft resp. das Gas so verändern, dass elektrisch geladene Körper entladen werden. Hierbei ist wesentlich, dass die Strahlung starke Körper zu durchdringen vermag. Nun ist, abgesehen von dem von den Herren Richarz und Schenck citierten Versuch, bisher nie eine Einwirkung des Ozons auf die photographische Platte beobachtet worden. Vor einigen Jahren schon untersuchte ich, ob von dem sich oxydierenden Phosphor eine Strahlung ausgeht, welche die Trockenplatte beeinflusst. Hierbei war die Platte zum Schutz gegen das Phosphoreszenzlicht in dünnes schwarzes Papier eingewickelt. Ich erhielt jedoch selbst bei einer Exposition von mehreren Tagen nie eine Einwirkung auf die Platte. Graetz[1]) konnte keine Wirkung von Ozon auf die photographische Platte feststellen und v. Lengyel[2]) findet, dass auf die Platte nur die reduzierenden, oxydierbaren, nicht aber die indifferenten, oxydierenden Gase einwirken.

Ganz entgegengesetzt verhält sich nun Wasserstoffsuperoxyd. Hier haben wohl die Untersuchungen von Graetz die Existenz einer photographisch wirksamen Strahlung erwiesen, jedoch fand schon Graetz, dass es bei Atmosphärendruck elektrisch wirkungslos ist. Mit einem dem oben beschriebenen analog konstruierten Apparate und gleicher Schaltung habe ich gefunden, dass im Dunkeln oder bei gedämpftem, zerstreutem Tageslicht das stärkste, im Handel erhältliche (30prozentige) Wasserstoffsuperoxyd weder bei atmosphärischem Druck, noch bei 675 mm, 628 mm, 562 mm, 502 mm, 288 mm, 162 mm, 75 mm und 24 mm Druck irgendeine Wirkung auf einen elektrisch geladenen Körper ausübt. Desgleichen ist der von fein verteiltem Platin aus Wasserstoffsuperoxyd katalytisch abgespaltene Sauerstoff elektrisch vollständig inaktiv.[3]) Auf Grund der hier geschilderten Unterschiede im Verhalten von Ozon und Wasserstoffsuperoxyd glaube ich sogar, dass es dem analytischen Chemiker möglich sein wird, Ozon und $H_2 O_2$ neben- und voneinander zu unterscheiden.

1) Graetz, diese Ztschr. **4**, 271, 1902.
2) v. Lengyel, Wied. Ann. **66**, 1162, 1898.
3) Nebenbei sei bemerkt, dass, wenn Luft bei einer Temperatur dicht unter Rotglut über fein verteiltes Platin geleitet wird, dieselbe nicht ionisiert wird.

München, 3. Mai 1904.

(Eingegangen 6. Mai 1904.)

Über Spitzenwirkung im homogenen elektrostatischen Felde.

Von K. v. Wesendonk.

Verfasser hat vor einigen Jahren Versuche[1]) beschrieben, welche darthun, in wie erheblichem Masse die elektrische Spitzenausströmung davon abhängt, wieweit die betreffende Spitze über ihre auf gleichem Potential befindliche Umgebung hervorragt. Es wurde auch darauf hingewiesen[2]), dass die genannten Umstände für die Grösse einer eventuellen Blitzableiterwirkung von Belang seien. Bei den zahlreichen Messungen über Spitzenentladungen ist auf einen solchen Einfluss der Umgebung nur wenig Rücksicht genommen worden, und scheint besonders dessen Grösse recht wenig bekannt. Trotzdem kehrt aber immer wieder, z. B. in dem vortrefflichen Lehrbuche der kosmischen Physik von Arrhenius, Bd. II, S. 783, die Behauptung, es sei ein Hauptzweck der Blitzableiter, die entgegengesetzte Elektrizität der Wolken zu neutralisieren, und so eine Blitzbildung überhaupt zu verhindern. Eine solche Beeinflussung der atmosphärischen Vorgänge wäre gewiss von erheblichem Interesse und selbst praktischer Bedeutung, nur fehlen leider meines Wissens alle näheren Angaben über die wirkliche Grösse dieser vermeintlichen Spitzenausströmung. Es ist längst bekannt, dass eine solche, wenn sie irgend erheblich ist, mit einer Lichterscheinung verbunden ist, und man sollte demnach erwarten, dass bei nächtlichen Gewittern häufig sog. St. Elmsfeuer an den Blitzableitern resp. anderen geeigneten Stellen sich zeigen würden. Nach Verfs. Wissen ist das aber nicht der Fall, vielmehr scheinen solche St. Elmsfeuer nur als vereinzelte, seltene Erscheinungen in unseren Gegenden wenigstens angesehen zu werden. Herr Neesen[3]) weist an der Hand eines Experimentes darauf hin, dass die Spitzenwirkung nicht imstande sei, bei schneller Potentialänderung einen vorbeugenden Einfluss auszuüben, in Übereinstimmung mit einem seinerzeit gegebenen Gutachten der Berliner Akademie.[4]) Immerhin könnten die betr. Ausströmungen von einer gewissen Bedeutung sein für die atmosphärisch-elektrischen Zustände, wenn man nur wüsste, ob und in welchem Umfange sie überhaupt eintreten. Einen kleinen Anfang dazu zu machen, wurden einige mehr nur orientierende Versuche in nahezu homogenem elektrostatischen Felde angestellt. Eine grössere (78 cm Durchmesser) Messingplatte wurde durch drei von Günther & Tegetmeyer in Braun-

1) Wied. Ann. **49**, 296—299, 1893.
2) l. c. S. 299 u. Wied. Ann. **50**, 481, 1893.
3) Himmel u. Erde **13**, 158, 1901.
4) Monatsberichte für 1880, S. 754.

schweig bezogene, bekanntlich vortrefflich isolierende Bernsteinstützen getragen. Eine davon war direkt ein für ca. 10000 Volt zur Messung geeichter statischer Spannungsmesser veränderter Braunscher Konstruktion. Die beiden anderen isolierenden Stützen sind ebenso eingerichtet wie die Elektrometer, nur fehlen Aluminiumblättchen resp. Zeiger und Ableseskala. Die Metallstifte, welche in die Instrumente bekanntlich einzuführen sind, tragen in unserem Falle oben dickere Metallscheiben von 65 mm Durchmesser. Auf diesen ruht die oben genannte grosse Metallplatte. Wird sie mit einer kleinen Influenzmaschine oder[1]) einer Verstärkungsflasche, eventuell unter Zwischenschaltung eines Bindfadens geladen, so kann man also das erreichte Potential direkt am Braunschen Elektrometer ablesen, ebensowie Veränderungen, die in der Höhe der Spannung eintreten. In einer gewissen Höhe über dieser ersten Metallplatte wurde eine zweite zur Erde abgeleitete gleichgrosse solche möglichst parallel angebracht. Sie ruhte auf drei Metallstreifen, welche an drei geeigneten auf- und abverschiebbaren dreibeinigen Tischen befestigt sich befanden, so dass man also den Abstand der beiden grossen Metallplatten innerhalb gewisser Grenzen beliebig variieren konnte. In der Mitte der oberen abgeleiteten Metallscheibe befand sich eine Durchbohrung, in welche ein ebenfalls durchbohrter Ebonitcylinder eingesetzt war. In seiner Durchbohrung liess sich mit Reibung ein ca. 8 mm dicker Metallstab verschieben, der an seinem unteren, der geladenen grossen Scheibe zugewandten Seite eine feine Nähnadel trug. Am anderen Ende befand sich eine Klemmschraube, von der aus man die Nadel also mit der Erde oder einem Elektrometer verbinden konnte. Da die Isolierung der geladenen grossen Metallscheibe sich als vortrefflich erwies, zeigte sich eine irgend erhebliche Wirkung der abgeleiteten Spitze, sobald sie bei deren Hinabschieben gegen die untere Platte hin oder bei gewisser Höhe der Ladung in Erscheinung trat, an einem erheblich schnelleren Sinken des Zeigers im Braunschen Elektrometer bis zu einer erneuten relativen Gleichgewichtslage.[2]) War die Nähnadel isoliert, mit einem Exnerschen Elektrometer verbunden, so zeigte das Divergieren der Aluminiumblättchen mit einer Ladung, die derjenigen der unteren Platte gleichartig, das Eintreten der Spitzenwirkung mit erheblicher Empfindlichkeit an. Stand der Zeiger des Elektrometers z. B. auf seinem höchsten Eichwert, nämlich 69° entsprechend 10220 Volt[1]), so wirkte die Spitze noch nicht merklich, wenn sie ca. 13 cm aus der oberen Platte herausragte, der Abstand der beiden grossen Platten ca. 50 cm betrug und die Ladung positiv war, also negativ gegebenenfalls Elektrizität der Spitze entströmte. Wir haben dann also ein Potentialgefälle von rund 20000 Volt pro Meter, ein Fall, der in der Natur doch wohl schon einen recht erheblichen und nicht alltäglichen Wert repräsentiert, und doch ist die feine Nähnadelspitze relativ so wenig wirksam. Steigerte man das Potential der geladenen unteren Scheibe etwas, so trat, bevor noch 70 am Elektrometer erreicht worden, die Ausströmung ein, bei abgeleiteter Spitze und Aufhören der Elektrizitätszufuhr sinkt der Ausschlag des Zeigers dann wieder zumeist auf etwa 69,3, wo er dann stehen bleibt, abgesehen von den unvermeidlichen Verlusten in die Luft und durch die Stützen. Im Dunkeln beobachtete man, sobald eine deutliche Thätigkeit der Spitze eingetreten, auch das bekannte charakteristische Leuchten; ein erhebliches lichtloses Ausströmen hat, wie man so aufs neue konstatieren konnte, nicht statt. Beim langsamen Annähern der abgeleiteten Nadel an die untere geladene Platte trat dann auch, wie das ja wohl schon genügend bekannt, die Entladung ziemlich plötzlich in recht merklicher Stärke auf. Es wurde bei weiteren Beobachtungen nun fast immer so verfahren, dass man erst ungefähr feststellte, bei welchem Potentiale der unteren grossen Platte mit gegebener Stellung der Nadel, deren Wirksamkeit aufhörte. Dann wurde das Potential der unteren Platte soweit gesteigert, dass eine energische Ausströmung eintrat und hierauf suchte man zu beobachten, bei welcher Zeigerstellung die Wirksamkeit eben nicht mehr zu konstatieren war. Es wurden ziemlich viele derartige Messungen angestellt, für eine bestimmte Lage der Nadelspitze, da sie nicht immer die wünschenswerte Übereinstimmung zeigten. Auch machte sich das Eintreten nasser Witterung bei dem Elektrometer störender bemerkbar, als für die Beobachtungen erwünscht erschien. Immerhin geben die angestellten Messungen ein gutes Bild von dem, wenn man so sagen darf, hemmenden Einflusse des homogenen Feldes. Die folgende kleine Zusammenstellung giebt die wichtigsten Resultate wieder, welche so erhalten wurden und zwar für den Plattenabstand nahe 50 cm und 100 cm, wobei also die höchsten Feldwerte von etwa 20000 und 10000 Volt per Meter auftraten. Viel höhere Ladungen als 10000 Volt vertrug das Elektrometer nicht

1) Man kann so die Ladung der Luft durch die Influenzmaschine vermeiden, indem man die Verstärkungsflasche ausserhalb des Beobachtungsraumes lädt.

2) Das geladene Elektrometer allein geschlossen, sich selbst überlassen, zeigte z. B. am
22. Januar 1904 h. 11 a. m. 67° (9050 Volt)
23. Januar 1904 h. 4 p. m. 59° (6230 Volt)
24. Januar 1904 h. 11 a. m. fast 58° (6040 Volt).
(Ladung positiv.)

1) Nach Angabe der Verfertiger des Elektrometers.

mehr, es erfolgte dann Funkenbildung resp. starkes Überströmen der Elektrizität an der isolierenden Stütze. Die erste mit A bezeichnete Kolonne giebt den Abstand der Spitze von der oberen Platte an, die zweite die Zeigerstellung bei positiver, die dritte Kolonne dieselbe Grösse bei negativer Ladung der unteren Platte an, für welche die Spitzenwirkung eben aufhört. Weiter also entladet eine solche feine Nähnadel nicht in der gegebenen Stellung. Die in Klammern beigefügten Zahlen geben das ungefähr entsprechende Potential in Volt nach den Eichungen von Günther & Tegetmeyer. In zwei weiteren kleinen Tabellen steht angegeben, wieweit dieselbe Nadel die untere Platte entladet, wenn sie direkt auf dieser in senkrechter Richtung zur oberen Platte hinausstrahlend angebracht wird. [1]) Dabei befand sich die Nadel an denselben 8 mm dicken Stäben, die zu den früheren Versuchen [2]) gedient hatten, und wurden diese direkt oder nach Anbringung einer runden Metallscheibe auf die untere grosse Platte gestellt. Die Nadel wurde zu Anfang der Versuche mit Petroläther entfettet, dann aber einfach der freien Luft ausgesetzt gelassen, Berührung derselben mit anderen Dingen allerdings vermieden.

I.

Plattenabstand 50 cm. [3])

A	+	−
13 cm	69,3 (10394 Volt) (69,2—69,5)	Zu hohes Potential für das verwendete Elektrometer
17,5 cm	66,5 (8775 Volt) (66,1—66,7)	69—69,1 (10249 Volt)
19 cm	65,3—65,4 (8194,5 Volt) (65—65,4)	68,4 (9872 Volt) (68,1—68,8)
29 cm	55,4 (5546 Volt) (55,3—55,5)	61,5 (6855 Volt) (60,5—61,5)
36 cm	47,5—47,7 (4461,2 Volt)	54,7 (5425,6 Volt) (54—54,7)

II.

Plattenabstand 100 cm.

A	+	−
51,6 cm	69,6 (10568 Volt) (69,3—69,7)	Potential zu hoch für Elektrometer
55,1 cm	68 (9640 Volt)	dito
65,6 cm	63,2—64 (7420—7700 V.)	67—67,3 (9050—9227 V.)
76 cm	56,3—56,5 (5717—5755 V.)	61 (6710 Volt)
78,5 cm	53,7—54 (5277,6—5322 V.)	59 (6230 Volt)

1) Unter A steht, wie hoch die Spitze über der unteren Platte sich befand.

2) Bei diesen verschob sich der betr. Stab, der am unteren Ende die Nadel trug, in der Durchbohrung des Ebonitcylinders.

3) Die Zahlen in den Klammern geben hier und in den folgenden Tabellen die Schwankungen der Werte der Zeigereinstellungen für sorgfältige Beobachtungen. Die Einzelwerte erschienen als die zuverlässigsten Angaben.

III.

Plattenabstand 50 cm.

A	+	−
94 mm	69 (10220 Volt)	66,1—66,4 (8555—8720 V.)
101 mm	68,2—68,5 (9756—9930 V.)	65,5 (8265 Volt)
282 mm	53,3 (5218,4 Volt)	46,2 (4304,4 Volt)

IV.

Plattenabstand 100 cm.

A	+	−
101 mm	69,7—9 (10626—10742 V.)	67,1 (9109 Volt)
110 mm	68,9 (10162 Volt)	66,5 (8775 Volt)
282 mm	58,8—9 (6201,5 Volt)	53,6 (5262,8 Volt)

Legte man den Stab, der die Nadel trägt, auf die Grundplatte, so dass nur die Länge der Nadel selbst über den Rand der grossen Platte horizontal hervorragt, so stellte sich der Zeiger des Elektrometers auf 63^0 (7350 Volt). Bringt man ferner die Nadel direkt auf der dem Stifte des Elektrometers aufgeschraubten Scheibe an, so dass sie senkrecht zu dieser stehend ihre Spitze um 48 mm über der betr. Scheibe zu liegen kommt, so stellt sich der Zeiger bei positiver Ladung auf 44^0 (4068 Volt), bei negativer auf unter 30^0 (2720 Volt). Die Spitzenwirkung ist also in diesem Falle ganz erheblich grösser als im nahezu homogenen Felde von oben angegebener Stärke. Man sieht daraus deutlich, wie unstatthaft es ist, aus dem Verhalten einer etwa direkt am Messapparate angebrachten, frei in den Raum hinausreichenden Spitze auf deren Wirksamkeit in einem homogenen Felde, wie das bei der atmosphärischen Elektrizität der Fall, zu schliessen.

Von einigem Interese ist vielleicht noch die Frage, wie gross die Differenz zwischen dem Potential der Spitze und demjenigen derselben Stelle im ungestörten Felde, für welche die Wirksamkeit der Nadel eben aufhört. Nach den vorliegenden Versuchen berechnet sich diese Grösse wie in folgender Zusammenstellung in der Kolonne unter D angegeben.

I.

Plattenabstand 50 cm.
Potential der Nadel = Null (Erdpotential).

A	D_+	D_-
13 cm	2702,7	
17,5 cm	3071,25	3587,5
19 cm	3114,1	3750,9
29 cm	3216,1	3975
36 cm	3211,2	3906

Kolonne A giebt wie früher den Abstand der Spitze von der oberen Platte, D_+ bezieht sich auf positive Ladung der unteren grossen Platte, D_- auf negative solche.

II.
Plattenabstand 100 cm.
Potential der Nadel = Null.

A	D_+	D_-
51,6 cm	5454,1	
55,1 cm	5311,6	
65,6 cm	4867,5 5051,2	5936,8 6037,3
76 cm	4347,2 4374	5099,6
78,5 cm	4144,8 4176,2	4890,5

III. (Nadel auf Potential der unteren Platte, auf der sie angebracht.)
Plattenabstand 50 cm.

A	D_+	D_-
94 mm	1921,3	1608,3 1639,4
101 mm	1971,5 2006,9	1669,35
282 mm	2944	2427,7

IV. (Nadel auf Potential der unteren Platte.)
Plattenabstand 100 cm.

A	D_+	D_-
101 mm	1073,6 1084,7	920,1
110 mm	1117,6	964,7
282 mm	1748,7	1483,3

A giebt bei III und IV die Höhe der Nadelspitze über der unteren Platte. D_+ und D_- beziehen sich auf deren positive resp. negative Ladung. Die Frage, ob in roher Annäherung die Grösse D_+ resp. D_- massgebend für die Spitzenwirkung erscheint, wird im allgemeinen durch die mitgeteilten Zahlen entschieden verneint. In der Tabelle I ergiebt sich allerdings eine gewisse Tendenz zum Konstantwerden (ausser bei 13 cm), welche bei einer ungefähren Abschätzung dienlich sein könnte, im allgemeinen scheint solches aber unthunlich. Direkt auf der geladenen Platte befindliche Spitzen finden sich deutlich wirksamer als zur Erde abgeleitete. Wünschenswert erscheint eine Kontrolle der vorliegenden Befunde durch Versuche, bei denen die Potentialwerte im ungestörten Felde direkt mittels eines (Wasser-, Flammen- etc.) Kollektors bestimmt werden, und bei denen auch die Homogenität des Feldes zur Untersuchung gelangt. Wie man sieht, bleiben selbst bei einer feinen Nähnadel, die 78,5 cm über die Platte vom Erdpotential hervorragt, und einem Gefälle von ca. 10000 Volt/Meter, noch so erhebliche positive Ladungen von über 5000 Volt auf der anderen Platte bestehen, ein genügendes Entladen von Gewitterelektrizität durch die (meist doch wohl viel stumpferen und häufig noch durch Wettereinflüsse korrodierten) Blitzableiterspitzen, darf daher kaum ohne besonders geführten Nachweis angenommen werden.

Noch auf einen anderen Punkt, den Arrhenius ebenfalls in seinem trefflichen Werke bespricht (l. c., S. 781 u. 783), sei hier kurz eingegangen, nämlich die neutralisierende Wirkung der den Schornsteinen entströmenden Verbrennungsgase. Wenn man sieht, wie die Leitfähigkeit der Flammengase bei deren Abkühlung zwar nicht sofort verschwindet, aber doch schnell abnimmt, so kann man kaum glauben, dass die einem Schornsteine entstammenden Verbrennungsprodukte imstande seien, einer, wie das wohl meist der Fall, über einen Kilometer hoch schwebenden Gewitterwolke viel Elektrizität zu entziehen. Schon die doch zumeist vorhandenen Luftströmungen, welche jene Gase in alle Winde zerstreuen dürften, zumal bei deren bekannten geringen [1]) Beweglichkeit in unserem Falle, genügen, die dabei vorhandenen Ionen und Korpuskeln zu entführen und deren gewitterzerstörende Macht dadurch äusserst einzuschränken. Es schien indessen wünschenswert, einige Versuche anzustellen, bei denen die Flamme selbst sich in einem elektrischen Felde befand, die Verbrennungsgase also in einem solchen (was ja auch beim Schornsteine [2]) in der freien Natur nahezu so sich verhält) entstehen und nicht erst, wenn schon abgekühlt, in ein elektrisches Feld eintreten.

Es wurden hierzu wieder die beiden grossen Platten verwendet und zwar in 80 cm Abstand voneinander. Die untere A verband man mit Erde (Wasserleitung), die obere B ruhte wieder wie früher auf dem Elektrometer und den zwei Trägern. In der Figur ist E das modifizierte Braunsche Elektrometer, C einer der isolierenden Träger, M und N sind die Ecken der Platten verstellbarer hölzerner Tische, F ist ein kleiner möglichst in der Mittellinie angebrachter Bunsenbrenner. Das Leuchtgas wird ihm durch Schläuche etc. von der Gasleitung aus zugeführt, zuletzt aber durch ein (58,5 cm

1) Speziell der Rauch ist ja der Entladefähigkeit keineswegs günstig.

2) Der Schornstein selbst und die Esse dürften allerdings zumeist ein Potential nahe gleich Null (Erdpotential) besitzen.

langes) Hartgummirohr *a b*. Durch ein auf und ab verschiebbares Holzgestell am Ende *b* gehalten, kann man auf diese Weise den Brenner mit dem Ebonitrohre isoliert, an beliebige Stellen[1]) zwischen den grossen Messingplatten *A* und *B* anbringen. Ist eine kleine (blau brennende) Flamme entzündet worden, so nimmt bekanntlich der Brenner schnell das Potential an, das in der Gegend etwas über der Flammenspitze herrscht. Das elektrische Feld über der Flammenspitze wird dann durch das Einführen des Brenners nicht wesentlich gestört. Es zeigte sich nun, dass cet. par. bei höherer Lage des Brenners die Elektrizität der oberen Platte erheblich schneller zerstreut wurde, als wenn etwa der Brenner auf der unteren abgeleiteten Platte *B* stand. Man verfuhr dabei so, dass man mit schon entzündeter Flamme, um einen stationären Zustand eintreten zu lassen, die obere Platte mittels einer Leydener Flasche eine kurze Zeit lang auf ein Potential über dem dem Ausschlage 69 entsprechenden erhielt, und dann beobachtete, wie lange der Zeiger des Elektrometers brauchte, um von 69^0 auf 60^0 zu sinken. Stand der Brenner auf der unteren Platte, so vergingen z. B. 28 Sekunden im Mittel, um solches zu erreichen, während, wenn der Brenner etwas über der Mitte zwischen beiden Platten *A* und *B* sich befand, dazu 9 Sekunden genügten.[2]) Die Platte *A* war dabei von solcher Grösse, dass sie den ganzen Strom der Verbrennungsgase auffing, auch wenn sich der Brenner in seiner tiefsten Lage befand. Trotzdem ist aber die Flamme in grösserer Nähe der geladenen Platte so viel wirksamer, als in grösserer Entfernung von dieser. Diese Versuche, auch wenn sie noch so unvollkommen erscheinen mögen, dürften doch wohl darthun, dass von einer wirksamen Zerstreuung der Gewitterelektrizität durch Gase etc., die einem Schornsteine entströmen, nicht viel zu hoffen ist. Hier sei noch bemerkt, dass mit der vorliegenden Versuchsanordnung sich sehr leicht die Verminderung der Zerstreuung einer Ladung durch einen quer gegen den Strom der Verbrennungsgase gerichteten Luftstrom demonstrieren lässt.

Verfasser darf schliesslich vielleicht noch auf einige Versuche aufmerksam machen, die er seinerzeit über die Wirkung der Flammengase auf elektrische Entladungen veröffentlicht[3]) hat. Sie zeigen, dass Flammengase die Funkenbildung begünstigen und daher bei Gewittern geradezu bedenklich erscheinen können.

(Eingegangen 22. April 1904.)

1) Von der genügenden Isolation für die kurze Dauer der einzelnen Beobachtungen überzeugte man sich, indem man den Brenner, mit einem geeigneten Elektroskop verbunden, auf etwa 5000—10000 Volt lud.

2) Die Resultate sind (wie vorauszusehen) wesentlich gleich, ob die Ladung von *A* positiv oder negativ ist.

3) Wied. Ann. **65**, 553—566, 1898.

Darstellung des Verlaufes elektrischer Kraftlinien, und insbesondere ihrer Richtungsänderungen durch Dielektrika.[1])

Von Max Seddig.

Auf Veranlassung des Herrn Prof. Richarz stellte Verfasser Versuche an, deren Aufgabe es war, den Verlauf elektrischer Kraftlinien unter den verschiedenen instruktiven Verhältnissen zu demonstrieren, insbesondere aber das Einbiegen dieser Linien in ein Dielektrikum von höherer Konstante zu zeigen, als diejenige des umgebenden Mediums ist. Betreffs der von Faraday u. a. angestellten Versuche vgl. die Inauguraldissertation, S. 9—15.

Unter den in Frage kommenden Methoden erwies sich diejenige der Linienerzeugung innerhalb einer Suspension als die geeignetste, da bei ihr die zu richtenden Teilchen am leichtesten beweglich sind. Prinzipiell ist diese Methode folgende: in eine mit der betreffenden Suspension (bestehend aus einer nichtleitenden Flüssigkeit, in welcher feine, nichtleitende Partikelchen aufgeschwemmt sind) gefüllte, gut isolierende Schale tauchen, den Boden berührend, zwei Elektroden ein, die mit den Polen einer Influenzmaschine in Verbindung stehen. Durch langsames, gleichmässiges Drehen der Influenzmaschine wird zwischen den Elektroden ein elektrostatisches Feld erregt, in welchem dann die suspendierten Partikelchen sich in die Richtung der elektrischen Kraftlinien einstellen und, so gerichtet, sedimentieren unter Bildung von Linienwülsten, deren Entstehung analog jener der „magnetischen Kraftlinien" ist.

Als flüssiges Dielektrikum bewährte sich am besten Terpentinöl und von diesem auch nur das absolut farblose, doppelt rektifizierte der Apotheken.

Unter der grossen Zahl der zur Suspension versuchten Pulver eignete sich in vorzüglicher Weise Glycin, und zwar ganz besonders das Fabrikat der Akt.-Ges. für Anilinfabrikation (erhältlich in den photographischen Handlungen); für den Gebrauch ist es, wegen seiner ungleichen Korngrösse, durch Musselin zu beuteln.

Die Herstellung einer Suspension, die am besten in einem Becherglase, keinesfalls aber in der für den Versuch bestimmten Schale vorzunehmen ist, geschieht unter gründlichem Umrühren mit einem Glasstabe (in der für den Versuch bestimmten Schale würden sich die vom Glasstabe berührten Stellen des Bodens nach-

1) Autorreferat der Marburger Dissertation, 1903.

her bei der Kraftlinienerzeugung als Strichmarken störend bemerkbar machen). Zum Suspendieren sind nur geringe Mengen des betr. Pulvers erforderlich, ca. 0,5 g pro 100 cm^3 Terpentinöl; nach kurzer Übung lassen sich solche Suspensionen auch leicht ohne Abwägen, „nach Gefühl" herstellen, besonders da ein Zuviel oder Zuwenig leicht an der zu grossen oder geringen Bilddichte erkennbar ist; die fertige Suspension hat beim Umrühren leicht „wolkig" auszusehen; sie wird nach einem letzten, kräftigen Aufrühren in einem Zuge in die für den Versuch bestimmte Schale gegossen.

Die Höhe der Suspensionen in den Schalen beträgt am besten etwa 1 cm, ist jedoch sehr abhängig von den Dimensionen der Schalen, der Elektrodendistanz und vor allem von der Dielektrizitätskonstante und der Leitfähigkeit des Gefässbodens, wie ja leicht erklärlich. — Allgemein gilt nur: je niedriger die Flüssigkeitsschicht und je grösser die Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit des Schalenbodens, um so mehr Kraftlinien werden dann in diesen einbiegen und ihre richtende Kraft nicht auf die suspendierten Teilchen ausüben können.

Also Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante müssen bei der Schalenmasse möglichst gering sein. Dies trifft aber nur selten und zufällig bei den im Handel erhältlichen zu, von denen nur die „Krystallisierschalen" leidlich brauchbar sind, während die käuflichen Celluloid- und Hartgummischalen meist störende Inhomogenitäten bezüglich der Dielektrizitätskonstante haben. Recht gut brauchbare Schalen erhält man jedoch durch Aufkitten eines Glasringes von etwa 3 cm Höhe und 13—14 cm Durchmesser (Krystallisierschale mit abgesprengtem Boden) auf eine Hartgummiplatte von 2—3 mm Dicke, wobei als Kittsubstanz eine möglichst dickflüssige, alkoholische Schellacklösung zu benutzen ist, da Schellack im Gegensatz zu Siegellack usw. von Terpentinöl kaum angegriffen wird.

Als Elektroden können für die einfachsten Fälle, wo es sich nur um die Demonstration des Linienverlaufs zwischen zwei elektrisch geladenen Punkten handelt, ca. 2 mm starke Drähte (Kupfer oder verzinnter Eisendraht) dienen; vorteilhaft ist es jedoch an die Enden noch kleine Messingkugeln von etwa 1 cm Durchmesser anzulöten. Für Darstellung des Linienverlaufs zwischen Kondensatorplatten bestehen die Elektroden aus Messingbandstreifen von 5—7 cm Länge und 2—3 cm Breite, bei denen der Zuleitungsdraht auf die Mitte einer Längsseite gelötet ist und die hochkant in die Suspension einzustellen sind.

Zum Festhalten der Elektroden in jeder gewünschten Stellung dienen bequem Halter, wie sie aus Fig. 1 ersichtlich sind; das Glasrohr *G* ist in den Holzklotz *H* (Länge ca. 11 cm) eingelassen und trägt am oberen Ende eine eingekittete Polklemme *K*, die den Zuleitungsdraht fasst.

Zur Erzeugung des Feldes genügt eine kleine Influenzmaschine (Wimshurst mit 20 bis 30 cm Scheibendurchmesser[1]), welche, zur Vermeidung störender Konvektionsströmungen, nur äusserst langsam und gleichmässig zu drehen ist. Da dies einige Schwierigkeiten hat, empfiehlt es sich jedoch, die erforderliche Spannung von einer Leydener Flaschenbatterie (mit etwa 15000—20000 cm^2 Innenbelegung, die in dauernder Verbindung mit der Influenzmaschine bleibt, zuzuführen. Eine einmalige Ladung auf 10—15000 Volt (entspr. einem Entladungsfunken von ca. $^1/_4$—$^1/_2$ cm) genügt dann meist zur vollständigen Herstellung eines Linienbildes.

Die Linienbildung ist zu Ende, sobald das Terpentinöl wieder klar geworden ist, wenn also sämtliche Teilchen sedimentiert sind.

Für die Herstellung eines elektrischen Kraftlinienbildes möge folgendes Schema gelten:

1. Erschütterungsfreies, isoliertes Aufstellen der Schale (die Nähe von Leitern, die sich durch Influenz laden und dadurch störend wirken würden, vermeiden); Schalen und Elektroden mittels Fliesspapiers, das mit Terpentinöl getränkt ist, abreiben.
2. Verbindungen laut Fig. 1 herstellen; Schutz gegen Ausstrahlungen durch Wachskügelchen *W*.

Fig. 1.

3. Herstellung der Suspension (siehe oben).
4. Laden der Batterie (eher etwas zu schwach, als zu stark!).
5. Nach kräftigem Aufrühren der Suspension Eingiessen in die Schale bis auf ca. 1 cm Höhe; entstandene Schaumblasen durch kurzes Blasen über die Oberfläche entfernen.
6. Falls das Richten der Partikelchen, die „Linienbildung", nicht deutlich genug einsetzt, die Batterie stärker laden. „Lücken" im Linienbilde sind meist die Folge zu hoher Spannungen.

1) Bei dieser Gelegenheit möge auf die wenig bekannte Priorität hingewiesen werden, die W. Holtz auch in der Konstruktion von Influenzmaschinen mit zwei entgegengesetzt rotierenden Scheiben hat; vgl. hierzu:
Pogg. Ann. **136**, 173, 1869; **150**, 1, 1875. Centralblatt f. Elektrotechnik **1888**, 683.

Von den hier wiedergegebenen Kraftlinienfeldern zeigt:

Fig. 2. Kraftlinienverlauf zwischen zwei entgegengesetzt geladenen Punkten.

Fig. 2.

Fig. 3. Kondensatorplatten mit zwischengesetztem Metallring; Influenzierte Pole, Schirmwirkung.

Fig. 3.

Fig. 4. Kondensator mit zwischengebrachtem Hartgummiring; nur geringe Richtungsänderung; Kraftlinien auch im Ringinneren.

Fig. 4.

Fig. 5. Einbiegen der Kraftlinien in ein Dielektrikum von höherer Dielektrizitätskonstante (Methylalkohol in einer Glaskugel;

Fig. 5.

beide von geringerer Leitfähigkeit als die benutzte Suspension; Glaskugel zwischen zwei geladenen Kondensatorplatten).

Projektion elektrischer Kraftlinienfelder.

Die Projektion erfolgt im durchfallenden Lichte, da wegen der hierbei zu verwendenden kleinen Dimensionen der Schalen, diese aus Glas bestehen können; als Schalen eignen sich am besten Krystallisierschalen mit plangeschliffenem Boden, sonst Glaströge, die aus planen Glasplatten mittels Schellack gekittet wurden (Boden ca. 13 : 18 cm, Rand ca. 3 cm [1]).

1) Schalen, Elektroden, Elektrodenhalter, gebeuteltes Glycin etc. können vom Mechaniker am hiesigen Physikalischen Institut, F. Böhler, bezogen werden.

L = Kondensator.
O = Projektionsobjektiv.
S u. S = Spiegel.

Fig. 6.

Anordnung nach Fig. 6, in welcher $B\,B'$ eine quadratische Hartgummiplatte (30 cm Seitenlänge, 1 cm Dicke) mit kreisrunder Öffnung D (13 cm Durchmesser) andeutet; nahe den 4 Ecken der Hartgummiplatte sind 4 Hartgummisäulen eingeschraubt, die am oberen Ende zum Einklemmen der Elektrodendrähte geschlitzt sind.

Betreffs Elektroden, Suspension, Elektrizitätsquelle usw. gilt das zuvor Gesagte; nur sind die Suspensionen bedeutend schwächer herzustellen und in $^1/_2$ bis höchstens 1 cm hoher Schicht in die Schale zu geben. Im übrigen ist jedoch nach dem vorhin aufgestellten Schema zu verfahren.

Darstellung fixierbarer elektrischer Kraftlinienbilder.

In geschmolzenem Paraffin, in welchem feines Holzkohlenpulver suspendiert ist, wird das betreffende elektrostatische Feld erregt (zwischen ebensolchen Elektroden wie bei den zuvor beschriebenen Suspensionen in Terpentinöl), wobei die Holzkohleteilchen sich als Leiter influenzelektrisch laden, in Kraftlinien anordnen und sedimentieren, welche Lage sie dann auch beim Erstarren des Paraffins beibehalten und auf diese Weise ein fixiertes Kraftlinienbild geben. — Zur Herstellung der Suspension wird feinstes Holzkohlepulver (in den Apotheken erhältlich) durch Musselin gebeutelt und 0,5—0,75 g in je 100 cm³ geschmolzenem Paraffin aufgeschwemmt.

Die Herstellung eines Linienbildes erfolgt am besten auf einer gut horizontal gestellten, vorgewärmten Glasplatte (sog. „Bilderglas" von etwa 20:20 cm Grösse), die an den Ecken auf isolierenden Unterlagen ruht; auf deren Mitte wird dann eine geringe Menge der Suspension gegossen, die etwas erwärmten Elektroden aufgesetzt und die Batterie geladen. Nach dem Erstarren des Paraffins lassen sich die Elektroden durch vorsichtiges Erwärmen mittels eines Lötkolbens leicht entfernen.

Um seitliches Abfliessen der Suspension zu verhindern, genügt es, die Glasplatte nur in der Mitte, in der Grösse einer Kreisfläche von ca. 13 cm Durchmesser vorsichtig auf 70—80° zu erwärmen; die auf die Mitte aufgegossene und **nicht zu hoch erhitzte** Suspensionsmenge fliesst dann rasch auf der vorgewärmten Fläche bis zu den kälteren Teilen der Platte, erstarrt dort und bildet auf diese Weise einen Rand, der das Abfliessen verhindert. Das Vorwärmen geschieht bequem auf einem Papptubus von 40—50 cm Länge und ca. 13 cm Durchmesser, der, am unteren Ende mit einigen Luftlöchern versehen, über eine Kerze gestülpt und oben mit der zu erwärmenden Platte bedeckt ist.

Diese Kraftlinienbilder sind sehr leicht herstellbar; sie lassen sich wie Diapositive projizieren und direkt photographisch kopieren.

Marburg i. H., Physikalisches Institut d. Univ.

(Eingegangen 9. Mai 1904.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Bologna. (Direktor: A. Righi.)

No. 8. Arciero Bernini, Über den Einfluss der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit des Kaliums.[1])

1. In einer kürzlich erschienenen Arbeit über den Einfluss der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit des Natriums[2]) wies ich auf analoge Untersuchungen über das Kalium hin, mit denen ich damals gerade beschäftigt war; über die Resultate dieser Untersuchungen will ich nunmehr hier in Kürze berichten.

Nach Matthiessen[3]) soll die Abnahme der elektrischen Leitfähigkeit dieses Metalls, welche im festen sowohl wie im flüssigen Aggregatzustande der Temperaturzunahme proportional ist, nicht wie beim Natrium bei der Änderung des Aggregatzustandes einen plötzlichen Sprung erleiden, sondern sich zwischen den Temperaturen 46,8° und 56,8° C. allmählich verändern. Dieses abweichende Verhalten erklärte Matthiessen durch folgende Annahme: Während das Natrium seinen Aggregatzustand bei der Erwärmung plötzlich änderte, sollte dagegen das Kalium erst weich werden und dann nach und nach in den flüssigen Zustand übergehen.

Indessen stand dies schon damals im Widerspruch mit den Ergebnissen von Gay Lussac

1) Nuovo Cimento (5) 6, 1903.
2) Nuovo Cimento (5) 6, 1903. — Diese Zeitschrift 5, 241, 1904.
3) Pogg. Ann. 100, 1857. — Ann. de Ch. et de Ph. 34 1858. — Phil. Mag. (4), 18.

und Thenard über die Schmelztemperatur dieses Metalls, und es erscheint heute noch unwahrscheinlicher, seit die Versuche von Bunsen und von Vicentini und Omodei den Beweis erbracht haben, dass das Kalium einen scharf definierten Schmelzpunkt besitzt, und zwar ziemlich weit ausserhalb des Temperaturintervalles, in welchen ihn Matthiessen verlegte. Diese Schmelztemperatur ist nach Wislicenus und Bunsen $62,5^0$, nach Vicentini und Omodei $62,1^0$ C. Es ist ferner bekannt, dass die Dichte des in Rede stehenden Metalls beim Schmelzen abnimmt. Es musste also wahrscheinlich erscheinen, dass seine Leitfähigkeit bei etwa 62^0 — und nicht etwa in einem mehr oder minder grossen Temperaturintervall — eine plötzliche Verminderung erleidet; diese Voraussetzung ist durch die Ergebnisse meiner Versuche bestätigt worden.

2. Das Kalium, welches ich untersuchte, war mir in reinem Zustande von der Firma Merck in Darmstadt geliefert worden.

Ich verfuhr in gleicher Weise wie bei Natrium, und es gelang mir so, damit eine erste Röhre zu füllen, deren Widerstand, wenn sie Quecksilber bei 0^0 enthielt, 0,880393 Ohm betrug. Während das Metall noch geschmolzen war, zog ich rasch die Röhre aus dem Bade, und während ihrer Abkühlung verfuhr ich nach der in der früheren Arbeit beschriebenen Methode zur Beseitigung der Hohlräume, die sich, wie ich voraussah, längs der Metallsäule bilden mussten. Ich fand alsdann selbst mit einer Lupe keine merklichen Hohlräume und unterwarf daher die Röhre einer ersten Versuchsreihe, aus welcher ich die Resultate der Tabelle I erhielt. In Tabelle II führe ich die Resultate der letzten Versuchsreihe an, die ich mit dieser Röhre angestellt habe, nachdem ich mehrere Male das Verfahren zur Beseitigung der Hohlräume wiederholt hatte; diese Resultate stimmen hinreichend mit denen der ersten Tabelle überein. Unter t verzeichne ich die Temperaturen, unter r die Widerstände in Ohm und unter ϱ die Werte des spezifischen Widerstandes.[1])

Tabelle I.

t	r	ϱ
21	0,0690438	0,078424
31,3	0,0723872	0,0822235
50,2	0,0782964	0,088933
58	0,0818692	0,092991
60	0,0826377	0,093864
61,9	Schmelzpunkt	Schmelzpunkt
64,2	0,1182078	0,134266
81,2	0,126417	0,143580
120	0,1440769	0,163675

Tabelle II.

t	r	ϱ
0	0,0614716	0,069696
20,5	0,0688691	0,078225
33	0,0733466	0,083424
43,1	0,0771922	0,087681
55,3	0,0811212	0,092140
62	Schmelzpunkt	Schmelzpunkt
62,5	0,117662	0,133647
67,8	0,121465	0,142516
95,2	0,1328469	0,150089
105	0,138282	0,155712
122	0,146318	0,166193
130,2	0,150423	0,171995

3. Um zu sehen, ob die Abwesenheit von Hohlräumen, die sich von Anfang an zeigte, auf der Wirkung des Verfahrens zu ihrer Beseitigung beruhte oder vielmehr auf einer Eigentümlichkeit dieses Metalls, füllte ich mit demselben eine zweite Röhre und liess dieselbe durch Regulieren der Flamme sich langsam abkühlen. Ich beobachtete dann am Galvanometer die Abnahme des Widerstandes mit abnehmender Temperatur und bemerkte eine plötzliche Zunahme bei der Änderung des Aggregatzustandes, und zwar infolge eines Hohlraumes, der sich mitten in der Metallsäule bildete und dann eine vollständige Unterbrechung bewirkte.

Es gelang mir auf keine Weise, die eben genannte Unterbrechung und den in Zusammenhang damit stehenden dauernden Hohlraum zu beseitigen, welcher trotz seiner Kleinheit einen grossen Einfluss auf den Widerstand hatte, und so benutzte ich denn diese zweite Röhre zur möglichst genauen Bestimmung der Temperatur, bei welcher die plötzliche Änderung des Widerstandes infolge der Änderung des Aggregatzustandes eintrat. Zu diesem Zwecke schloss ich, wie stets, wenn die Temperatur ganz nahe an diesen Umwandlungspunkt herangekommen ist, den Stromkreis der Säule, drückte den Schlüssel des Galvanometerkreises nieder und beobachtete durch das Fernrohr die langsame Wanderung der Skala, welche von der langsamen Temperaturänderung herrührte, während ich gleichzeitig die Rührer in Bewegung hielt. Wenn dann in einem gegebenen Augenblick infolge der schnellen Widerstandsänderung die

1) In der citierten Arbeit über das Natrium habe ich bei meinen Versuchen die Werte von ϱ in der Weise berechnet, dass ich die Werte des Widerstandes der mit Natrium gefüllten Röhren bei den verschiedenen Temperaturen bezogen habe auf den Widerstand der mit Quecksilber gefüllten Röhre bei derselben Temperatur und nicht bei 0^0. Diese Bedeutung von ϱ, die auch Vicentini und Omodei anwandten, hat, wenn sie einmal festgelegt ist, weiter keinen Einfluss. Nur kann man in meinem Fall meine Werte aus der Tabelle VI nicht mit denen aus der Tabelle VII von Matthiessen vergleichen, wo ich die Werte von ϱ, bezogen auf Quecksilber bei 0^0 berechnet habe. Für diesen Vergleich müssen die Werte für ϱ und c bei 120^0 in dem Verhältnis geändert werden, dass man $\varrho = 0{,}104045$ und $c = 9{,}61$ setzt.

Skala plötzlich aus dem Gesichtsfeld des Fernrohrs verschwand, so las ich sofort durch die Glaswände des Erwärmungsapparates die Temperatur des in das Bad eintauchenden Thermometers ab.

Es ist zu beachten, dass die Wandung der Thermometerkugel dünner war als die meiner Röhre und der anderen derartigen Röhren, und dass daher die Thermometertemperatur der Temperatur des Metalls nicht ganz genau entsprochen haben wird, trotz der sehr langsamen Temperaturänderung des Bades; man sieht indessen ein, dass man einen gewissen Grad von Genauigkeit erreichen muss, wenn man diese Bestimmung mehrmals, sowohl beim Übergang vom flüssigen zum festen als auch vom festen zum flüssigen Aggregatzustand, wiederholt und schliesslich das Mittel aus allen Beobachtungen nimmt.

In der folgenden Tabelle III stelle ich die mit dieser und den beiden andern Röhren erhaltenen Ergebnisse zusammen:

Tabelle III.

Erste Röhre		Zweite Röhre		Dritte Röhre	
Schmelzpunkt	Erstargs.-punkt	Schmelzpunkt	Erstargs.-punkt	Schmelzpunkt	Erstargs.-punkt
61,9	61,8	62,2	61,9	61,8	61,8
62	61,9	61,95	61,8	61,85	62
62,1		62,2	62	62,1	61,95
62		62	62,2	62,2	
		62,3	61,9		
			62		
			61,9		

Das Mittel aus diesen Werten (62,04) kann uns also mit grosser Annäherung die Temperatur geben, bei welcher die plötzliche Widerstandsänderung und somit die Änderung des Aggregatzustandes eintritt. Ich bemerke jedoch, dass beim Kalium diese von der Zustandsänderung herrührende Widerstandsänderung etwas weniger plötzlich eintritt als beim Natrium.

4. In der dritten Röhre, die ich mit Kalium füllen konnte, und die mit Quecksilber bei 0° einen Widerstand von 0,67956 Ohm hatte, zeigten sich ganz kleine Hohlräume, trotzdem ich von Beginn der Abkühlung an ihre Bildung zu verhindern gesucht hatte. Ich wiederholte jedoch das bekannte Verfahren und bemerkte eine allmähliche Abnahme ihres Einflusses. Die folgenden Tabellen IV und V enthalten die Resultate der ersten und der letzten der mit dieser Röhre angestellten Versuchsreihen, und aus ihnen ersieht man die durch dies Verfahren erreichte Wirkung.

Tabelle IV.

t	r	ϱ
0	0,0523987	0,077150
16,9	0,0572506	0,084246
23,2	0,0590831	0,086943
46,1	0,0649293	0,095547
58,7	0,069231	0,118762
61,8	Schmelzpunkt	Schmelzpunkt
65,1	0,093317	0,137317
69	0,0944088	0,138926
90	0,1060472	0,156052
109	0,1132489	0,166647
128,5	0,1200463	0,176652

Tabelle V.

t	r	ϱ
0	0,04858	0,071488
19,7	0,0541349	0,077660
22,9	0,0562871	0,082597
35	0,0586482	0,086303
42	0,0608941	0,089608
56,3	0,0649854	0,0956302
61,1	0,066411	0,097730
62,2	Schmelzpunkt	Schmelzpunkt
62,8	0,0933177	0,137534
65,1	0,0942192	0,138647
83,2	0,102246	0,151419
115	0,113838	0,167547
130	0.119246	0,175475

Vergleicht man noch die Tabelle V mit der folgenden Tabelle VI, welche die Resultate der vorletzten Versuchsreihe enthält, so wird auch die Genauigkeit der Bestimmungen bei steigender wie bei sinkender Temperatur ersichtlich, eine Genauigkeit, welche auch durch die Übereinstimmung zwischen den Werten für den spezifischen Widerstand in den beiden Röhren bestätigt wird.

Tabelle VI.

t	r	ϱ
106	0,110438	0,162528
90,2	0,104481	0,153748
64,1	0,0939642	0,138272
61,95	Erstarrungspunkt	Erstarrungspunkt
55,9	0,0649854	0,095644
40	0,0597691	0,087958
18,5	0,053543	0,0787906
0	0,048482	0,071874

5. Aus den angegebenen Tabellen, besonders aus der Tabelle V, erhellt endlich, wie auch in der Nachbarschaft der Schmelztemperatur τ die Änderung des Widerstandes mit der Temperatur denselben Gang zeigt wie für die von τ entfernten Temperaturen; nimmt man nämlich zu Abszissen die Temperaturen und zu Ordinaten die Widerstände, so erhält man in dem von mir untersuchten Bereich für den Verlauf vor und nach der Schmelztemperatur zwei Geraden; diese sind untereinander durch eine Parallele zur Abszissenachse verbunden, die längs derjenigen Abszisse verläuft, welche der von mir zu 62,04° C. bestimmten Schmelz-

temperatur entspricht, bei der eine plötzliche Widerstandsänderung eintritt. Dieses Verhalten ist genau dasjenige, welches ich erwartet hatte.

Ich berechnete für jede Röhre den spezifischen Widerstand bei 0^0 und bei 130^0, ferner die Temperaturkoeffizienten und das Verhältnis $\frac{r_{l\tau}}{r_{s\tau}}$ zwischen den Widerständen bei der Temperatur τ im flüssigen und im festen Zustande, bildete die Mittelwerte aus dem hinreichend übereinstimmenden Resultate und erhielt so die in der folgenden Tabelle VII aufgeführten Werte. Hier bezeichne ich mit t die Temperaturen, mit ϱ die spezifischen Widerstände, mit c die Leitfähigkeit und mit β die Temperaturkoeffizienten.

Tabelle VII.

t	ϱ	t	c	t	β	$r_{l\tau}/r_{s\tau}$
0	0,070146	0	14,155	0—61	0,005810	1,392
130	0,175500	130	5,698	62,5—130	0,004184	

6. Dreissig Jahre vor Matthiessen hatte Becquerel[1]) gefunden, dass die Leitfähigkeit des Kaliums bei 0^0 zu der des Silbers im Verhältnis 1,7 : 100 stand; d. h. nimmt man für die Leitfähigkeit des Silbers, bezogen auf die des Quecksilbers als Einheit, den Wert 56,252 an, so wäre die Leitfähigkeit des Kaliums

$$\frac{56,252}{100} \cdot 1,7 = 0,956 \text{ mal so gross}$$

wie die des Quecksilbers bei 0^0.

Indessen erkannte Becquerel den Fehler dieses Resultates, der nach Matthiessens Versuchen in erster Linie auf Verunreinigungen des Metalls zurückzuführen ist. Matthiessens Resultate stimmen bezüglich der Leitfähigkeit mit denen von Lamy[2]) überein; ich habe sie in der Weise umgerechnet, dass ein Vergleich mit den meinigen ermöglicht wird, und gebe sie in der folgenden Tabelle VIII an:

Tabelle VIII.

t	ϱ	t	c	t	β
0	0,089047	0	11,23	0—46,8	0,004067
100	0,177426	100	5,586	46,8—56,8	0,006046
				56,8—100	0,002542

Die Vergleichung ergiebt eine grosse Diskrepanz. Sucht man nach den Ursachen derselben, so bemerkt man, dass der Verlauf, wie ihn Matthiessen für Kalium bei der Änderung des Aggregatzustandes fand, demjenigen analog ist, den man später für die Legierungen gefunden hat, und ferner, dass der Temperaturkoeffizient der Legierungen im allgemeinen kleiner und ihr Schmelzpunkt niedriger ist als die der einzelnen Komponenten. Man muss also annehmen, dass Matthiessen mit einer Legierung und nicht mit reinem Metall experimentiert hat.

1) Ann. de Ch. et de Ph. **32**, 420, 1826.
2) C. R. **32**, 1856.

In analoger Weise, wie ich es für Quecksilber und Natrium gethan habe, stelle ich nunmehr die Tabelle IX auf für die Werte des Widerstandes von Kalium von 10 zu 10 Graden, bezogen auf den Widerstand bei 0^0 als Einheit.

Tabelle IX.

t	r
0^0	1,000000
10^0	1,05810
20^0	1,11620
30^0	1,17430
40^0	1,23240
50^0	1,30050
60^0	1,34860
τs	1,360452
τl	1,894535
70^0	1,973835
80^0	2,113936
90^0	2,194108
100^0	2,27408
110^0	2,364152
120^0	2,434234
130^0	2,514196

Aus diesen Werten und denen der Tabelle IX meiner vorigen Arbeit konstruiere ich die in der folgenden Figur wiedergegebenen Linien, *AB*, *ACDE*, *AFGH*; dabei nehme ich zu Abszissen die Temperaturen und zu Ordinaten die Werte des Widerstandes. Diese Kurven stellen innerhalb des von mir untersuchten Temperaturbereiches den Verlauf der Erscheinung für jedes Metall dar.

Aus den vorstehenden Ausführungen lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Das Kalium gehört zu den besten Leitern für Elektrizität.

2. Seine Leitfähigkeit nimmt in dem von mir untersuchten Temperaturbereich proportional mit dem Wachsen der Temperatur ab.

3. Wie aus dem Verlauf der Kurve ersichtlich ist, ist der Temperaturkoeffizent im flüssigen Zustande grösser als im festen.

Indessen geben die in den Tabellen verzeichneten Werte für den Koeffizienten den Unterschied im umgekehrten Sinne wieder, weil ich jenseits der Temperatur τ die Werte des Widerstandes nicht auf den Widerstand bei 0^0, sondern auf den Widerstand r_l^τ bezogen habe.

4. Die Widerstandsänderung beim Wechsel des Aggregatzustandes ($62{,}04^0$ C.) tritt mit einem plötzlichen Sprunge ein, doch etwas weniger plötzlich als beim Natrium, und im Verhältnis von 1 : 1,392.

Ich danke Herrn Prof. Righi herzlich dafür, dass er mir die Ausführung dieser Arbeit in seinem Laboratorium freundlichst ermöglicht hat.

Physikalisches Laboratorium der Universität Bologna, November 1903.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. März 1904.)

Über ein neues magnetometrisches Verfahren zur Messung magnetischer Momente.

Von H. Th. Simon und E. Madelung.

1. Ein Stabmagnet vom magnetischen Momente M erzeugt in einem auf seiner Fortsetzung in der Entfernung u von seiner Mitte gelegenen Punkte die Feldstärke

$$H = \frac{2M}{u^3}\left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{u}\right)^2\right\} \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Andererseits erzeugt ein Kreisstrom vom Radius R (Fig. 1) in einem auf der Kreisachse im Abstande a gelegenen Punkte P eine Feldstärke

$$H = \frac{2\pi R^2 i}{\sqrt{(R^2 + a^2)^3}} = \frac{2\pi R^2 i}{v^3} \quad . \quad . \quad 2)$$

wenn mit v die Verbindungslinie des betrachteten Punktes mit dem Kreisstrome bezeichnet wird. Hieraus ergiebt sich folgender Satz:

Ein kurzer Stabmagnet vom Momente M (Fig. 2) lässt sich in seiner magnetischen Wirkung auf einen im Abstande u gelegenen Punkt P seiner Längsfortsetzung ersetzen durch einen Kreisstrom mit dem Radius R, dessen Kreisachse in die Längsachse des Magneten fällt, dessen Abstand a vom Punkte P durch die Gleichung $u^2 - R^2 = a^2$, dessen Stromstärke durch die Gleichung

$$\pi R^2 i = M\left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{u}\right)\right\}$$

definiert ist; und umgekehrt.

Wählt man den speziellen Fall, dass $u^2 = R^2$, so erhält die Kreisebene gerade den Abstand R vom Magneten und der Satz lautet: Ein kurzer Stabmagnet vom Momente M lässt sich in seiner magnetischen Wirkung auf einen im Abstande u gelegenen Punkt P seiner Fortsetzung ersetzen durch einen Kreisstrom mit dem Radius u, dessen Ebene im Abstande u vom Magneten auf der Magnetachse senkrecht steht, dessen Stromstärke durch

$$\pi u^2 i = M\left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{u}\right)^2\right\}$$

definiert ist, und umgekehrt.

Fig. 1.

Fig. 2.

2. Dieser Satz, auf den, soviel wir sehen, noch nicht aufmerksam gemacht ist, scheint uns mancher einfachen Anwendung in der Theorie der elektromagnetischen Messmethoden fähig zu sein. Geht man z. B. von dem Ablenkungsversuche der Gaussschen Horizontalkomponentenbestimmung aus, so liefert unser Satz sofort die Gleichung der Tangentenbussole und lässt die prinzipielle Übereinstimmung beider Methoden in sehr übersichtlicher Weise erkennen. Man hat bei dem Ablenkungsversuche mit dem Magneten (Moment M) aus der Entfernung R in der ersten Hauptlage auf eine Nadel im Felde H des Erdmagnetismus die Beziehung

$$\frac{M}{H} = \frac{R^3}{2} tg\, \varphi,$$

wenn φ der Winkel der Nadelablenkung ist. Ersetzt man den Magneten M durch den Kreisstrom in der Ebene der Bussole vom Radius R und n-Windungen mit dem Strome i, so besteht dieselbe Ablenkungsgleichung, wenn man nach unserem Satze $M = \pi R^2 \cdot i \cdot n$ setzt, woraus

$$i = \frac{HR}{2\pi n} tg\, \varphi,$$

die Gleichung der Tangentenbussole folgt.

Das didaktische Bedürfnis, in einer Vorlesung über elektrische Messmethoden diesen Zusammenhang zwischen Magnetometer und Tangentenbussole exakt zum Ausdruck zu bringen, war es gerade, welches zuerst auf den erwähnten Satz geführt hat.

3. Der weitere Verfolg unseres Satzes führte zu einer sehr eleganten magnetometrischen Methode der absoluten Messung magnetischer

Momente mit Hilfe des Ampèremeters, die z. B. die magnetischen Eigenschaften magnetischer Materialien mit einer Einfachheit, Schnelligkeit und Zuverlässigkeit ergiebt, wie sonst kaum einer der vorhandenen Untersuchungsapparate. Das Prinzip ist folgendes: In die Nadelebene eines in erster Hauptlage benutzten Magnetometers legt man einen Stromkreis vom Radius R (Kompensationskreis). Der zu messende Magnet vom Momente M wird in erster Hauptlage im Abstande R von der Nadel aufgestellt und der Ausschlag des Magnetometers durch einen in den Kompensationskreis geschickten Strom i_c kompensiert, dessen Stärke an einem eingeschalteten Ampèremeter abgelesen wird. Dann ist nach unserem Satze

$$M\left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^2\right\} = \pi R^2 i_c.$$

Die Magnetisierung wird

$$\mathfrak{J} = \frac{M}{V} = \frac{\pi R^2 i_c}{V\left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^2\right\}},$$

wenn V das Volumen des Magneten bedeutet.

Will man so magnetische Materialien untersuchen, so werden sie in der Weise der magnetometrischen Methode zu Ellipsoiden abgedreht und im Abstande R innerhalb einer Magnetisierungsspule aufgestellt. Das von der Magnetisierungsspule allein herrührende Drehmoment wird, wie üblich, durch eine symmetrisch auf der anderen Seite des Magnetometers aufgestellte Gegenspule kompensiert. Das Moment des Ellipsoides ergiebt dann der Strom i_c des Kompensationskreises, die zugehörige Feldstärke der Strom der Magnetisierungsspule i_m. Praktisch wird man stets mit Ellipsoiden von gleichem Volumen arbeiten und dann die Dimensionen so bemessen, dass $\frac{\pi R^2}{V\left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^2\right\}}$ eine Zehnerpotenz wird, etwa 1000. Ebenso wird die Magnetisierungsspule so dimensioniert, dass sich aus ihrem Strome direkt die zugehörige Feldstärke durch Multiplikation mit einer Zehnerpotenz ergiebt, wie das z. B. auch bei dem Köpselschen Apparate der Fall ist.

Jede Messung einer Magnetisierung beschränkt sich demnach auf die Einregulierung des Kompensationsstromes, bis das Magnetometer wieder auf 0 steht, und die Ablesung zweier Ampèremeter. Da man alle Materialien in derselben Ellipsoidform untersucht, ist auch die entmagnetisierende Kraft stets mit derselben Scherungslinie zu berücksichtigen, die man ein für allemal auf dem für die Diagramme benutzten Koordinatenpapier einzeichnet.

Für Justierung und etwaige Korrektionen gelten die bekannten Vorschriften des Magnetometers und der Tangentenbussole.

4. Ein Übelstand, der sich bei dieser Beobachtungsmethode ebenso wie bei der gewöhnlichen Ablenkungsbeobachtung geltend macht, ist folgender: Nimmt man einen Magnetisierungscyklus einer Probe auf, so hat man während der Beobachtungsreihe kein Mittel, die Nulllage der Nadel zu kontrollieren. Ändert sie sich durch irgendeine Ursache, verschiebt sich z. B. das Fernrohr, so ist der ganze Satz der Beobachtungen unbrauchbar. Wir ersetzten darum die Nadel des Magnetometers mit bestem Erfolge durch eine unifilar aufgehängte kleine Stromspule. Unterbricht man ihren Strom, so hat man in jedem Momente eine Kontrolle, ob die Aufstellung stabil geblieben ist. Die erreichte Kompensation erkennt man jetzt am besten daran, dass die Einstellung sich beim Schliessen und Öffnen des Spulenstromes nicht mehr ändert.

5. Der von uns zur Ausarbeitung der Methode benutzte provisorische Apparat hatte folgende Dimensionen: Die Magnetometerspule von 1 cm Durchmesser, 0,5 cm Höhe, mit seideumsponnenem Kupferdraht von 0,1 mm Durchmesser bewickelt, hing an einem 20 cm langen Phosphorbronzeband in einem Messinggehäuse und war mit einer Luftdämpfung versehen. Die zweite Stromverbindung erfolgte durch eine Phosphorbronzebandspirale von unten her. Die Stromspule hing genau in der Mitte eines aus vier Windungen eines 1 mm dicken seideumsponnenen Kupferdrahtes bestehenden Kompensationskreises von 33,5 cm Radius. Im Abstande 33,5 westlich und östlich standen die gegeneinander geschalteten Magnetisierungsspulen, in deren eine, genau 33,5 cm von dem Kreismittelpunkt entfernt, das zu untersuchende Ellipsoid gebracht wurde. Sowohl Magnetisierungsstromkreis als Kompensationsstromkreis enthält einen Kommutator nebst Regulierwiderständen und Präzisionsampèremeter.

Zunächst wird die Ebene des Kompensationskreises in die magnetische Meridianebene gestellt; dann die Magnetometerspule justiert, bis sie beim Stromschluss keinen Ausschlag mehr zeigt, also genau in den magnetischen Meridian fällt. Ein Strom im Kompensationskreise muss jetzt beim Kommutieren nach rechts und links gleiche Ausschläge liefern; sonst steht die Ebene des Kompensationskreises noch nicht genau im magnetischen Meridian.

Die verwendeten Ellipsoide hatten die Halbachsen $l = 3$ cm, $b = 0,15$ cm.

Ist i_c der Kompensationsstrom, so ergiebt sich die Magnetisierung $\mathfrak{J}$ aus

$$\mathfrak{J} = \frac{\pi R^2 \cdot 4 \cdot 0{,}1}{\frac{4}{3}\pi b^2 l \left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^2\right\}} i_c = 4932\, i_c.$$

Die Magnetisierungsspulen waren so gewickelt, dass $H = 44{,}5\, i_m$ (i_m Magnetisierungsstrom).

6. Die Brauchbarkeit der Methode haben wir an einer Stahlprobe durch folgende Messungsreihe versucht, deren Ergebnisse Fig. 3 graphisch wiedergiebt.

i_m	$H = 44{,}5\, i_m$	↓ $i_c \cdot 10^3$	$\mathfrak{J} = 4932\, i_c$	↑ $i_c \cdot 10^3$	$\mathfrak{J}$	↓ $i_c \cdot 10^3$	$\mathfrak{J}$	↑ $i_c \cdot 10^3$	$\mathfrak{J}$
6	268,5	251	1240	245	1210	245	1210	253	1250
5,5	247,0	249	1230	240	1185	240	1185	250	1235
5	224,0	244	1203	234	1155	236	1163	245	1210
4,5	201,7	240	1182	228	1125	233	1150	238	1180
4	179,0	234	1155	220	1085	226	1115	231	1140
3,5	156,8	226	1115	211	1020	219	1080	219	1050
3	134,5	218	1080	193	952	212	1025	202	995
2,5	112,3	205	1010	169	835	200	988	180	890
2	90,0	187	923	136	670	182	898	147	725
1,5	67,5	160	790	98	483	153	755	107	528
1	46,2	124	612	57	282	118	582	66	325
0,5	23,2	83	410	—	—	75	370	—	—
0	0,0	33	163	33	163	32	185	32	158
			kommutiert	↑		|	kommutiert	↑	

Der Entmagnetisierungsfaktor P ist nach der Du Boisschen Tabelle[1]) für

$$\frac{b}{l} = \frac{0{,}3}{3} = 0{,}1\,; \quad P = 0{,}2549.$$

In Anbetracht dessen, dass diese Zahlen mit einem improvisierten ziemlich rohen Apparate gewonnen sind, der keinerlei Einrichtung zur Feinjustierung besass, darf man sich über eine kleine auf Justierungsunvollkommenheit zurückzuführende Verzerrung der Magnetisierungskurve nicht wundern. Im übrigen ist der Charakter der Messungen gewiss befriedigend.

7. Die gewöhnliche Anwendung der magnetometrischen Methode mit Ablenkungsbeobachtungen erfordert genaue Kenntnis und Konstanz der Horizontalkomponente des Erdmagnetismus; sie ist also auch all den Störungen preisgegeben, die mit den modernen Starkstromanlagen diese Konstanz illusorisch gemacht haben. Aus diesem Grunde hat sich die magnetometrische Methode in der Messtechnik der Praxis keinen Platz erhalten können, obwohl sie prinzipiell als die einfachste und zuverlässigste absolute Methode vor allen anderen den Vorzug verdient. Durch unsere Benutzungsweise glauben wir der magnetometrischen Methode wieder zu ihrem Rechte zu verhelfen, denn wir sind nach unseren Versuchen der Meinung, dass unsere Anordnung praktisch als störungsfrei gelten kann.

Änderungen der Intensität der Horizontal-

1) H. J. G. Du Bois, Magnetische Kreise, S. 45.

Fig. 3.

komponente gegenüber ist sie völlig störungsfrei. Vorübergehende Änderungen der Richtung lassen sich mit Hilfe einer Bussole bemerken. Man misst nur in dem Zeitpunkte, wenn normale Richtung vorhanden ist. Kommt man hiermit nicht aus, so steht nichts im Wege, den von F. Kohlrausch und L. Holborn[1]) angegebenen Kunstgriff der Innenastasierung des Magnetometers auch hier anzuwenden. Der Kunstgriff, den diese Forscher empfohlen haben, ist folgender:

Von den beiden Nadeln eines astatischen Magnetgehänges wird nur die eine in erster Hauptlage von dem zu messenden magnetischen Momente M im Abstande u beeinflusst, wenn man den Abstand u so wählt, dass die zweite Nadel nur von senkrecht verlaufenden Kraftlinien des Magneten M getroffen wird. Das ist mit genügender Genauigkeit erfüllt, wenn das Verhältnis $\frac{u}{h}$ (h Abstand der beiden astasierten Nadeln) 0,8 nicht übersteigt. Durch Astasierung ist das System fremdmagnetischen Einflüssen (sofern sie innerhalb des Abstandes h der Nadeln als gleichförmig anzusehen sind) entzogen; die Ablenkungsmessung wird allein gegen die Torsion der Aufhängung gemacht, die Torsionskonstante wird mit Hilfe eines Stromkreises nach Art unseres Kompensationskreises ermittelt.

Bringt man in Verwendung dieses Kunstgriffes im Abstande $\frac{R}{0,5} = 2R$ von der ersten Stromspule unseres Gehänges eine zweite parallele an, mit entgegengesetztem Strome, so ist der Apparat praktisch völlig störungsfrei. Der Einwirkung des Kompensationsstromkreises auf die zweite Magnetometerspule trägt man Rechnung[2]), wenn man statt der oben benutzten Beziehung folgende zu Grunde legt:

$$M\left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^2\right\} = \frac{\pi R^2 i_c}{V}\left\{1 + \left(\frac{R}{h}\right)^3\right\}$$

Also

$$\mathfrak{J} = \frac{M}{V} = \frac{\pi R^2}{V}\left(\frac{1 + \left(\frac{R}{h}\right)^3}{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^2}\right) i_c = \text{Const}\, i_c.$$

Man kann bei unserer Beobachtungsweise mit der Entfernung $u = R$, d. h. dem Radius R zu ziemlich kleinen Werten heruntergehen, so dass der Apparat handliche Dimensionen erhält und h 30—40 cm nicht übersteigt. Infolgedessen werden die Zweifel, die Herr Du Bois[3]) der Störungsfreiheit solcher astatischer Anordnungen noch entgegensetzt, unseres Erachtens zu rein akademischen. Wir sind daran, einen solchen astatischen Apparat zusammenzustellen und werden z. Z. darüber berichten.

Göttingen, Physik. Institut, Abteilung für angewandte Elektrizitätslehre.

(Eingegangen 1. Juli 1904.)

1) F. Kohlrausch u. L. Holborn, Ann. der Physik 10, 287, 1903.
2) Siehe Kohlrausch und Holborn, l. c., S. 304.
3) H. E. J. G. Du Bois, Ann. d. Physik 11, 609, 1903.

Über das Reflexionsvermögen von passivem Eisen.

Von W. J. Müller und J. Koenigsberger.

Die Untersuchung der Reflexion an aktiven und passiven Metallen erlaubt zu prüfen, ob die Passivität durch einen schützenden Überzug von bestimmter Dicke auf dem Metall verursacht wird. Nach der Theorie, die der eine von uns[1]) aufgestellt hat, ist der passive Umstand durch Verschiedenheit der Dissoziation von Metallionen und -Elektronen im Metall oder was dasselbe ist, durch andere Wertigkeit bedingt. Eine schützende Schicht ist nach dieser Theorie nicht erforderlich, wenn es auch nicht ausgeschlossen ist, dass zuweilen sekundär eine solche entsteht. Für Eisen lassen sich einigermassen sichere Schlüsse ziehen, weil die Reflexion der Eisenoxyde von einem von uns gemessen wurde. Micheli hat zuerst sehr interessante Versuche über die Reflexion an passivem Eisen angestellt; aber seine Zahlen scheinen uns schon deshalb nicht einwandsfrei, weil er mit Salpetersäure passivierte, diese aber stets eine schwache Auflösung und somit eine Veränderung der Oberfläche bewirkt. Micheli giebt nicht an, ob er beim Wiederaktivieren des Eisens die ursprünglichen Werte erhielt. Ferner hat diese Art der Passivierung zur Folge, dass man im aktiven Zustand in einer anderen Flüssigkeit beobachten muss als im passiven und dies erfordert eine Berücksichtigung des Brechungsexponenten des äusseren Mediums.

Wir haben daher die elektrische Passivierung in verdünnter Natronlauge, welche von einem von uns eingehend untersucht worden ist, der Passivierung durch Salpetersäure vorgezogen. Verdünnte Natronlauge ist der stärkst passivierende Elektrolyt, in dem eine Auflösung von Eisen nicht stattfindet. Die Passivierung hierin bleibt, wie aus der Messung der elektromotorischen Gegenkraft folgt, zunächst einen Moment nach Öffnen des Stromes, klingt dann allmählich ab und das Eisen wird schliesslich wieder aktiv. Hierdurch ist die Möglichkeit von Kontrollversuchen gegeben. Was die physikalische Bestimmung des Reflexionsvermögens anlangt, so haben wir die direkte Messung der Reflexion

1) W. J. Müller, Verh. d. Freib. nat. Ges. 1903.
2) Micheli, Arch. soc. phys. nat. Genève (4), 10, 122, 1900.

bei senkrechter Incidenz der von Micheli angewandten Methode der Bestimmung von Haupteinfallswinkel und Hauptazimut vorgezogen. Die letztere ist zwar theoretisch einer hohen Genauigkeit fähig, leidet aber praktisch an dem Übelstand, zu sehr von der Beschaffenheit der Oberfläche abhängig zu sein. Die Zahlen von Micheli ($\varphi = 74^0 42'$, $\psi = 27^0 50'$) ergeben für das Reflexionsvermögen 59,5 Proz., während aus den Zahlen von Drude für gewöhnliches aktives Eisen $R = 62{,}0$ Proz. folgt.

Für passives Eisen fand Micheli $\bar{\varphi} = 69^0 20'$, $\psi = 28^0 54'$, woraus $R = 57{,}0$ Proz. sich berechnet. Wir haben daher vorgezogen, die Reflexion in aktivem und passivem Zustand direkt nach einer Methode, die der eine[1]) von uns angegeben hat, zu messen.

Dieselbe erlaubt, wie die Messung der Reflexion von Quarzplatten zeigte, vergleichende Bestimmungen auf 0,2—0,3 Proz. genau vorzunehmen.

Zwei Eisenstücke wurden auf eine Glasplatte nebeneinander durch eine dünne Glimmerschicht getrennt aufgekittet und dann miteinander abgeschliffen und nach besonderer Methode sorgfältigst poliert. Diese Eisenspiegel wurden dann auf einer Metallplatte, die durch Schrauben justierbar war, parallel der Glaswand an der Vorderfläche eines Troges justiert.

Drähte führten zu beiden Eisenstücken, eine Elektrode stand ihnen etwas seitlich gegenüber. Nachdem der Trog auf dem Träger gegenüber dem Photometer festgestellt war, wurde Natronlauge hineingegossen. Das Verhältnis der Reflexion war, als beide Spiegel sich im natürlichen aktiven Zustand befanden, $= 0{,}985$. Genau derselbe Wert ergab sich, wenn der eine Spiegel mit einem Strom von etwa $^1/_{100}$ A. passiviert wurde, während der andere Spiegel im natürlichen Zustand blieb. Da die Ablesungen rasch erfolgen können, wurde während der Strom durchging vor Entstehen von Gasblasen gemessen; doch beträgt die Unsicherheit etwa 0,4 Proz.

Nach Abwischen der Gasblasen mit einer Federfahne und bei nachheriger Anwendung eines Stromes von $^1/_{5000}$ A. wurden genaue Ablesungen vorgenommen, deren Fehler kaum grösser als 0,2 Proz. ist. Dann blieb der passivierte Spiegel stromlos im Elektrolyt, wodurch er wieder in den aktiven Zustand zurückkehrt. Das Verhältnis der Reflexion beider Spiegel war ungeändert. Auch andere Versuche wurden vorgenommen, wobei beide Spiegel passiviert wurden, dann solche, bei denen der eine Spiegel als Kathode bei ganz geringer[2]) Stromdichte diente, der andere Eisenspiegel durch stärkeren Strom passiviert wurde u. s. w.; stets war das Resultat das gleiche, dass nämlich durch Passivierung das Reflexionsvermögen von gut poliertem Eisen innerhalb einer Fehlergrenze von 0,2 Proz. nicht geändert wird, dass also optisch das Vorhandensein einer Oxydhaut nicht nachweisbar ist, und diese demnach jedenfalls dünner als $^1/_{10}\ \lambda$ sein muss. Dass aber die Passivität überhaupt nicht durch eine dünne Oxydschicht verursacht wird, lässt sich auch durch diese Versuche nicht endgültig entscheiden.

Würden wir die Berechnung von Micheli zu Grunde legen, der für eine Differenz von 5 Proz. eine Oxydschicht von $^1/_{80}\ \lambda$ Dicke berechnet, so würde aus unseren Versuchen folgen, dass die Dicke kleiner als $^1/_{1000}\ \lambda$ sein muss. Aber wir sind der Ansicht, dass die Grundlagen für solche Berechnungen noch zu unsicher sind, und dass ferner für die elektromotorische und chemische Wirksamkeit solch dünner Schichten durchaus einwandsfreie Messungen noch nicht vorliegen.

1) J. Koenigsberger, diese Zeitschr. **4**, 345 und 494, 1903.

2) Das optische Verhalten von Eisen als Kathode in $NaOH$ bei stärkerem Strome, wobei sich wahrscheinlich eine Eisennatriumlegierung bildet, beabsichtigen wir noch eingehender zu untersuchen.

(Eingegangen 20. Juni 1904.)

Die Quecksilberlampe als ultraviolette Lichtquelle.

Von A. Pflüger.

In verschiedenen Mitteilungen[1]) habe ich berichtet, dass die ultravioletten Linien in den Funkenspektren der Metalle genügende Energie besitzen, um kräftige Ausschläge eines mit einer Thermosäule verbundenen Galvanometers zu liefern, und dass damit eine sehr bequeme Methode zur Ausführung photometrischer Messungen im Ultraviolett gegeben ist. Nun liegen die kräftigsten Linien der Metalle unterhalb der Wellenlänge 260 $\mu\mu$. Nur Magnesium und Eisen haben im Gebiete 260 bis 300 einige weitere kräftige Linien. Oberhalb 300 ist die Energie sämtlicher Metalle sehr gering, und wenn sie auch ausreicht, um photometrische Messungen auch hier zu gestatten, so war es doch wünschenswert, eine konstante Lichtquelle zu finden, die in diesem Gebiete ergänzend eintreten könnte.

Eine solche bietet sich dar in der Quecksilberlampe, und zwar habe ich Messungen angestellt an der sehr praktischen Form, wie sie durch die Firma W. C. Heräus in Hanau in den Handel gebracht wird. Die wesentlichste Neuerung besteht bei dieser Lampe (ausser der

1) Diese Zeitschrift **4**, 614, 861, 1903; **5**, 34, 1904; Ann. d. Phys. **13**, 890, 1904.

praktischen Zündungsmethode) darin, dass an Stelle des Glasrohrs ein Rohr aus geschmolzenem Quarz verwandt wird.

Die ultraviolette Strahlung dieser Lampe ist so kräftig, dass man besondere Vorsichtsmassregeln anwenden muss, um schmerzhafte Augenentzündungen unter der Einwirkung der Strahlen zu vermeiden. Das Spektrum ist nahezu dasselbe, wie das des Funkens zwischen Quecksilberelektroden. Da indessen das geschmolzene Quarz unterhalb etwa 210 $\mu\mu$ undurchlässig wird, kann man die starken Linien in dieser Region nicht beobachten.

Die Ausschläge, die ich mit dieser Lampe bei 0,3 mm Breite des Kollimatorspaltes erhielt, sind die folgenden:

Wellenlänge in $\mu\mu$	254	265	275	297	313	334	365	405	436	546	578
Galvanometerausschlag	63	15	7	32	97	10	98	69	114	90	140

Man sieht, wie die Lampe gerade in derjenigen Region einige kräftige Linien besitzt, wo die der Metallfunken schwach sind. Im Gebiete 250 bis 290 wird sich diese Energie noch steigern lassen, wenn es gelingt, die durch die Strahlung verursachte kräftige Bildung von Ozon zu schwächen, das gerade in diesem Gebiet ein Maximum der Absorption[1]) für Lichtstrahlen hat. Es kommt hinzu, dass das Licht von ganz hervorragender Konstanz ist. Die Lampe ist daher für die Ausführung photometrischer Messungen im Ultraviolett sehr zu empfehlen. Sie zeichnet sich vor der Kohlenbogenlampe nicht allein durch die grosse Konstanz, sondern auch durch das Fehlen jeglicher Wärmestrahlung (mit Ausnahme der geringen, von dem erhitzten Quarz herrührenden, durch ein Quarz-Wassergefäss leicht zu beseitigenden) aus. Die Versuche werden darum nicht durch die lästige diffuse Strahlung erschwert.

Die Messung der Gesamtenergie in ihrer Verteilung auf die Spektralregionen des sichtbaren und des ultravioletten Lichtes erfolgte folgendermassen:

Die Lampe wurde der Thermosäule in etwa $\frac{3}{4}$ Meter Entfernung direkt gegenüber gestellt. Die Strahlen passierten zunächst einen mit Wasser gefüllten Quarztrog, darauf eine 4 cm dicke Platte „Fernrohrflint" von Schott-Jena. Diese absorbiert die Strahlung unterhalb etwa 370 $\mu\mu$ so gut wie vollständig. Der Ausschlag des Galvanometers betrug 33 Strahlenteile. Nun wurde das Flintglas durch eine Quarzplatte ersetzt. Der Ausschlag wuchs auf 67 Strahlenteile. Ziehen wir die beiden Ausschläge voneinander ab, so bekommen wir:

Sichtbares Spektrum bis ca. 370 $\mu\mu$ 33 Skt.
Ultraviolettes „ von ca. 370 $\mu\mu$ ab 34 „

1) E. Meyer, Ann. d. Phys. **12**, 849, 1903.

Also ist die Energie der ultravioletten Strahlung von gleicher Grösse, wie die der sichtbaren.

Eine Hefnerlampe in derselben Entfernung von der Thermosäule, aber ohne eingeschaltetes Wassergefäss, und ohne Glas bezw. Quarzplatte, erzeugte 118 Skalenteile Ausschlag. Die Energie der ultravioletten Strahlung der Quecksilberlampe würde unter denselben Bedingungen (ca. 20 Proz. Reflexionsverlust an den reflektierenden Flächen des Wassergefässes und der eingeschobenen Platten hinzuaddiert) etwa 42 Skalenteile erzeugen. Also beträgt die Energie der ultravioletten Strahlung der untersuchten Quecksilberlampe in roher Annäherung ca. 36 Proz. der Gesamtenergie der Strahlung der Hefnerlampe, oder etwa 38mal so viel, als die Energie im sichtbaren Spektrum der Hefnerlampe (diese nach Angström[1]) gleich 0,9 Proz. der Gesamtstrahlung gesetzt).

1) Diese Zeitschrift **3**, 257, 1902.

Bonn, Physikalisches Institut der Universität. Mai 1904.

(Eingegangen 21. Mai 1904.)

Über das Woodsche Lichtfilter für ultraviolette Strahlen.

Von A. Kalähne.

Im 4. Jahrgang dieser Zeitschrift hat Herr Wood[1]) ein Lichtfilter für ultraviolette Strahlen beschrieben, mit dessen Hilfe der Nachweis dieser Strahlen sich sehr leicht auch einem grossen Auditorium erbringen lässt. Das Filter soll nur Strahlen von der Wellenlänge 340 bis 330 $\mu\mu$ durchlassen, die einen Krystall von Urannitrat zu heller grüner Fluoreszenz erregen, während ein Schirm aus weissem Papier hinter dem Filter dunkel bleibt. Herr Wood benutzt zu diesem Zweck eine Kombination von dichtem Kobaltglas mit einer Lösung von *p*-Nitrosodimethylanilin in Glyzerin, oder statt der Lösung einen mit diesem Stoff gefärbten Gelatinefilm auf Glas, am besten direkt auf dem Kobaltglas. Da das blaue Kobaltglas auch Rot ziemlich stark durchlässt, so muss noch ein rotabsorbierendes Mittel eingeschaltet werden. Als solches wird eine sehr dünne Scheibe von Chances Signalgrünglas benutzt.

Das Nitrosodimethylanilin absorbiert nach Wood stark von 500 bis 370 $\mu\mu$, von 340 $\mu\mu$ an ist es wieder sehr durchlässig, sogar bis zur letzten Kadmiumlinie bei 200 $\mu\mu$. Wegen der Absorption in den Glasscheiben und den Kondensorlinsen, wenn dieselben aus Glas sind, fällt das Gebiet jenseits 330 $\mu\mu$ fast ganz weg,

1) R. W. Wood, diese Zeitschrift **4**, 337, 1903.

so dass wesentlich nur Strahlen zwischen 340 und 330 $\mu\mu$ zur Wirkung kommen.

Bei Benutzung der Kombination Kobaltglas-gefärbter Gelatinefilm fand ich jedoch, dass ausser dem Rot auch eine sehr erhebliche Menge grünen Lichtes durchgelassen wurde, so dass der weisse Papierschirm nach Entfernung des Rot ebenfalls grün erschien und nicht sehr stark gegen das grünleuchtende Urannitrat abstach. Vergrösserung der Schichtdicke des Films half nichts, dadurch wurden nur die ultravioletten Strahlen geschwächt und die Helligkeit der Fluoreszenz sehr verringert. Es zeigte sich bei spektroskopischer Untersuchung, dass die benutzte Kombination zwischen den Fraunhoferschen Linien E und F, etwa von 527 bis 500 $\mu\mu$, nur mangelhaft absorbierte, weil die Gebiete starker Absorption des Films und des blauen Glases nicht genau aneinander grenzten. Herr Wood erwähnt hiervon nichts; möglicherweise hat er eine andere Sorte Kobaltglas gehabt, deren Absorption weiter nach Blau hinreicht. Ich versuchte statt des Kobaltglases ein 5 mm dickes Blauviolettglas von Schott u. Gen. in Jena.[1]) Dadurch wurde aber nur der rote Streifen im Spektrum sehr geschwächt, der viel störendere grüne blieb, wenn auch weniger stark. Um ihn zu beseitigen, musste ein drittes Filter hinzugenommen werden, das starke Absorption zwischen E und F mit genügender Durchlässigkeit im Ultraviolett vereinigt. Nach verschiedenen Versuchen habe ich hierfür Fluoreszeïnnatrium geeignet gefunden, das bekannte als Uranin im Handel befindliche Natriumsalz des Fluoreszeïns, dessen Benutzung auch Herr Wood erwähnt. Ich habe es ebenso wie das Nitrosodimethylanilin in einen Gelatinefilm eingebettet und zwar in solcher Konzentration, dass es verhältnismässig schwach fluoresziert. Der Film hat dabei eine dunkelorange Farbe. Wegen des bei Belichtung von ihm ausgesandten Fluoreszenzlichtes, das von Grün bis Rot reicht, schaltet man diesen Film am besten zwischen den Nitrosodimethylanilinfilm und das Blauviolettglas, das — von der Lichtquelle aus gerechnet — zuletzt kommt.

Durch diese Kombination hindurch gesehen, erscheint die strahlende Mittagssonne als schwach leuchtende rote Scheibe, während sie ohne das Fluoreszeïnnatrium grün aussieht. Dasselbe gilt von dem Lichte der elektrischen Bogenlampe. Da der kleine Rest von rotem Lichte wenig stört, so habe ich ihn nicht durch grünes Glas entfernt, was doch nur unter Schwächung der ultravioletten Strahlen geschehen könnte.

Um die absorbierende Kraft des Filtersystems voll auszunutzen, muss man dasselbe an einer Stelle in den Strahlengang einschalten, wo der Querschnitt des Lichtbündels möglichst gross ist. Bei intensivem Licht ist es jedenfalls geraten, die Filterplatten nicht kleiner als etwa 9 bis 10 cm im Durchmesser zu nehmen, schon deshalb, weil das blaue Glas sonst an den vom Lichte getroffenen Stellen zu heiss wird und in Gefahr kommt, zu springen.

1) Vgl. R. Zsigmondy, Zeitschrift f. Instr. 21, 97, 1901.

Die von Herrn Wood beschriebene Erscheinung des Aufleuchtens von Urannitrat im Brennpunkt der ultravioletten Strahlen lässt sich mit diesem Filter sehr gut zeigen. Bequemer ist jedoch an Stelle dieses Salzes ein Baryumplatincyanürschirm, mit dem man auch den Verlauf des ultravioletten Strahlenbündels sehr schön zeigen kann, was mit dem kleinen Krystall nicht möglich ist. Die Helligkeit ist bei guten Schirmen nur wenig geringer, doch sind nicht alle Präparate gleich geeignet, ganz entsprechend ihrer verschiedenen Helligkeit in Röntgenstrahlen. Sehr schön ist auch die hellblaue Fluoreszenz einer wässerigen Lösung von saurem Chininsulfat, die man durch Zusatz von etwas Schwefelsäure zur Lösung des käuflichen Sulfates erhält. Noch prachtvoller aber wird die Erscheinung bei gewöhnlichem Petroleum, das tiefblau fluoresziert, besonders wenn man es als breites Flüssigkeitsband durch das Strahlenbündel herabfliessen lässt.

Zusammen mit dem von Herrn Giesel[1]) angegebenen Demonstrationsversuch für ultrarote Strahlen, bei dem auch das Blauviolettglas gute Dienste leistet, bildet dieser Woodsche Versuch ein vorzügliches Mittel zum Nachweis der unsichtbaren Teile des Spektrums.

1) F. Giesel, diese Zeitschrift 4, 862, 1903.

Heidelberg, Physikalisches Institut der Universität, 20. April 1904.

(Eingegangen 22. April 1904.)

Über einen Kreiselversuch zur Messung der Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde.[1])

Von A. Föppl.

Unter der Drehung der Erde ist hier die Drehung zu verstehen, die sie gegen einen Raum ausführt, für den das Trägheitsgesetz erfüllt ist und zwar unter der ausdrücklichen Voraussetzung, dass diese Drehung aus der Beobachtung von Bewegungsvorgängen nachgewiesen ist, die sich in der Nähe der Erdoberfläche selbst abspielen. An sich wäre es nämlich keineswegs ausgeschlossen, dass die irdischen Bewegungserscheinungen durch die Erdrotation selbst beeinflusst würden, derart, dass für sie die Drehung der Erde mit der

1) Aus den Sitzungsberichten der k. bayr. Akad. d. Wiss., math. physik. Klasse, XXXIV, 1904, S. 5.

gegen den Fixsternhimmel nicht zusammenfiele. Ob dies zutrifft oder nicht, kann nur der Versuch entscheiden. Nun haben zwar schon die bisher in dieser Absicht angestellten Versuche das Bestehen einer solchen Abweichung unwahrscheinlich gemacht. Namentlich der Foucaultsche Pendelversuch, der von allen dahin gehörigen Versuchsanordnungen bisher die genauesten Ergebnisse geliefert hat, deutet darauf hin, dass auch für die irdischen Bewegungsvorgänge das Trägheitsgesetz für einen Raum erfüllt ist, der gegen den Fixsternhimmel keine Drehung ausführt.

Zunächst ist aber der Foucaultsche Pendelversuch mit solchen Fehlerquellen behaftet, dass die Genauigkeit selbst bei vorsichtigster Ausführung noch manches zu wünschen übrig lässt. Und dann wäre es auch immerhin möglich, dass ein etwaiger besonderer Einfluss der Erdrotation, den man bei diesen Versuchen entdecken möchte, bei den hin und her schwingenden Bewegungen eines Pendels herausfiele, während er sich bei der stets in gleichem Sinne erfolgenden Drehung eines Kreisels bemerklich machen könnte. Selbst wenn die Genauigkeit des Foucaultschen Pendelversuchs nichts zu wünschen übrig liesse, wäre daher eine Ergänzung durch Kreiselversuche noch keineswegs entbehrlich gemacht.

Freilich sind solche Kreiselversuche schon von Foucault selbst und später oft wieder vorgenommen worden. Man findet eine Aufzählung der dahin gehörigen Literatur in dem Handbuche der Physik von Winkelmann, Band I, Breslau 1891, S. 187. Eine sehr lesenswerte Besprechung der bisher vorliegenden Versuche dieser Art mit einer Kritik der dabei erreichten Genauigkeit enthält der letzte Abschnitt des vor kurzem erschienenen dritten Heftes von dem bekannten Buche von Klein und Sommerfeld „Über die Theorie des Kreisels", Leipzig 1903. Die Genauigkeit lässt danach viel zu wünschen übrig und reicht längst nicht an die des Foucaultschen Pendelversuchs hin.

Es war daher kein überflüssiges Unternehmen, mit erheblich verbesserten Hilfsmitteln einen neuen Kreiselversuch zur Ermittelung der Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde in dem vorher erörterten Sinne anzustellen. Man wird auch sehen, dass es mir gelungen ist, diesen Versuch mit einer Genauigkeit durchzuführen, die selbst die des Foucaultschen Pendelversuchs erheblich übertrifft.

Meine anfängliche Hoffnung, hierbei auf ein neues Resultat zu kommen, nämlich einen deutlichen Unterschied zwischen der aus genauen Messungen an irdischen Bewegungsvorgängen zu erschliessenden Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde und jener gegenüber dem Fixsternhimmel nachweisen zu können, hat sich dabei freilich nicht erfüllt. Immerhin ist aber die Feststellung nicht ohne Wert, dass ein solcher Unterschied, falls er etwa doch noch bestehen sollte, nur einen geringen Bruchteil des Betrages jeder der beiden Grössen ausmachen kann.

Veranlasst wurde ich zu meinen Versuchen, wie ich zu erwähnen hier nicht unterlassen will, durch die Beschäftigung mit der Theorie der von Herrn O. Schlick in Hamburg zur Milderung der Rollbewegungen von Seeschiffen erdachten Kreiselvorrichtung.[1]) Meine Versuchsanordnung ist mit dem Schlickschen Schiffskreisel ziemlich eng verwandt, näher freilich noch mit einer schon von Foucault verwendeten Einrichtung, von der sie sich nur durch die bessere Ausgestaltung der Einzelheiten unterscheidet.

Der von mir benützte Kreisel besteht aus zwei aus Flusseisen zusammengenieteten Schwungrädern von 50 cm äusserem Durchmesser und je etwa 30 kg Gewicht. Die Schwungräder sitzen auf den beiden Enden der Welle eines kleinen Elektromotors, den man mit Winkelgeschwindigkeiten bis zu etwa 2400 Umdrehungen in der Minute umlaufen zu lassen vermag. Der Elektromotor ist an drei Stahldrähten aufgehängt, die an der Decke des Versuchsraums befestigt werden. Der ganze Kreisel ist daher zunächst mit drei Freiheitsgraden aufgehängt, von denen aber jene beiden, die sich auf Verschiebungen in der horizontalen Ebene beziehen, nicht in Betracht kommen, da das Kreiselgestell, d. h. der Elektromotor, während des Versuchs keine horizontalen Verschiebungen erfährt. Es bleibt daher nur die Drehung um eine lotrechte Achse übrig, wobei das in die Gleichgewichtslage zurückdrehende Moment der trifilaren Aufhängung zu überwinden ist.

Umstehende Abbildung zeigt diese Vorrichtung nach einer photographischen Aufnahme. Man sieht zu beiden Seiten die Schwungräder, in der Mitte den Elektromotor und die nach oben gehenden drei Aufhängedrähte, ausserdem die von der Decke lose herabhängenden Stromzuführungsdrähte (je zwei für die Magnetwicklung und für den Anker). Nach unten hin sind mit dem Elektromotor zwei sich kreuzende Blechtafeln verbunden, die in das darunter stehende mit Öl gefüllte Gefäss eintauchen. Diese Einrichtung dient wie die ihr ähnliche beim Mascartschen Quadranten-Elektrometer zur Dämpfung der Schwingungen. Oben sind mit dem Elektromotor zwei Zeiger verbunden, die auf Gradeinteilungen einspielen. Diese Gradteilungen sind auf horizontalen, von Stativen getragenen Brettchen angebracht, von

1) Vergl. das Referat in dieser Zeitschrift 5, 27, 1904.

denen sich das nach vorne zu liegende in der Abbildung dem Blicke sofort aufdrängt.

Zur bequemen Bedienung des Elektromotors, den man nach den beiden entgegengesetzten Richtungen mit innerhalb gewisser Grenzen beliebigen Umdrehungsgeschwindigkeiten längere Zeit hindurch konstant umlaufen lassen kann, ist eine mit den erforderlichen Messinstrumenten, Widerständen u. dgl. versehene Schalttafel an der Wand des Laboratoriums angebracht. Diese wurde nach den Angaben meines Kollegen, Herrn Ossanna, Professor der Elektrotechnik an unserer technischen Hochschule, in einer ihrem Zwecke sehr gut entsprechenden Einrichtung hergestellt. Es sei mir gestattet, Herrn Professor Ossanna für seine wertvolle Unterstützung auch an dieser Stelle meinen Dank auszusprechen.

Fig. 1.

Um festzustellen, mit welcher Geschwindigkeit der Kreisel in einem bestimmten Augenblicke umläuft, braucht man an der Schalttafel die Schaltung nur so zu ändern, dass die zum Anker führenden Drähte von der äusseren Leitung gelöst und durch Zwischenschaltung des Voltmeters kurz geschlossen werden. Der Elektromotor läuft dann für die kurze Zeit der Messung als Dynamomaschine und aus der Angabe des Voltmeters lässt sich, da die Magneterregung konstant erhalten wird, die Umlaufsgeschwindigkeit des Ankers erkennen. Eine besondere Versuchsreihe diente zur Eichung dieser Messvorrichtung, indem die Angaben eines Tourenzählers unmittelbar mit den Voltmeterausschlägen verglichen wurden. Danach wurde eine Eichungstabelle aufgestellt, aus der man später die Winkelgeschwindigkeit, die zu einer Voltmeterablesung gehört, unmittelbar entnehmen konnte.

Die Ausführung eines Versuchs spielt sich nun in folgender Weise ab. Man lässt den Motor anlaufen, bis er die gewünschte Geschwindigkeit erlangt hat, wozu wegen der Beschleunigung der verhältnismässig grossen Schwungradmassen immerhin ein Zeitraum von etwa 10 Minuten im Durchschnitt erforderlich ist. Auf die Ausschläge, die der Zeiger während der Anlaufperiode anzeigt, ist nicht viel Wert zu legen. Man muss nur darauf achten, dass der Zeiger nicht schon während der ersten zehn oder zwanzig Sekunden der Anlaufszeit einen Ausschlag giebt. Das thut er nämlich aus leicht verständlichen Gründen sofort, wenn die Kreiselachse nicht genau genug horizontal liegt. Mit der Erddrehung hat dies gar nichts zu tun und durch Horizontalstellen mit Hilfe der an der oberen Befestigung der Aufhängedrähte angebrachten Stellschrauben lässt sich dieser Ausschlag leicht beseitigen. Im übrigen kommt diese Fehlerquelle überhaupt nur während der Anlaufperiode und nicht während des Umlaufens mit konstanter Geschwindigkeit, also für die Zeit der Messung in Betracht. Bei den älteren Versuchen dieser Art mag sie aber oft eine sehr entscheidende Rolle gespielt haben.

Nachdem die in Aussicht genommene Geschwindigkeit erreicht ist, hält man sie durch entsprechende Schaltung für eine viertel oder halbe Stunde lang konstant. Der Kreisel hat zu Beginn dieser Zeit von der Anlaufperiode her noch eine gewisse Präzessionsgeschwindigkeit und er führt daher gedämpfte Schwingungen, die sehr langsam verlaufen (etwa 3 bis 4 Minuten Dauer für einen einfachen Schwingungsweg im Durchschnitt), um die ihm jetzt zukommende Gleichgewichtslage herum aus. Um sicher zu sein, dass keine fremde Störung eingewirkt hat, liest man von Minute zu Minute den Zeigerausschlag auf beiden Seiten ab und trägt den Mittelwert als Ordinate zu einer die Zeit darstellenden Abszissenachse auf. Übrigens unterscheiden sich die Zeigerausschläge auf beiden Seiten bei einem störungsfreien Versuche nur innerhalb der Grenzen der Ablesungsfehler (d. h. bis etwa $^1/_{10}$ Grad) voneinander. Die Kurve, die man auf diese Weise erhält, muss nun, wenn der Versuch brauchbar sein soll, die bekannte, nach einem Exponentialgesetz in der Amplitude abnehmende Wellenform der gedämpften Schwingungen zeigen. Aus ihr lässt sich dann auf beiläufig $^1/_{10}$ Grad genau die Gleichgewichtslage, um die die Schwingung

erfolgt, ableiten. Zu warten, bis die Schwingungen erloschen sind, ist daher nicht nötig und auch nicht empfehlenswert, weil sich bei zu langer Versuchsdauer durch Erwärmen des Elektromotors u. s. f. die Versuchsbedingungen merklich ändern könnten. Auf die Theorie dieser Schwingungen, die für die ganze Versuchsausführung von wesentlicher Bedeutung sind, werde ich übrigens späterhin noch zurückkommen.

Die ersten Versuche, die ich auf solche Art vornahm, waren sehr ungenau. Die Schwingungen zeigten einen sehr unregelmässigen Verlauf, was auf grosse Störungen hinwies und die Ausschläge waren im Mittel beträchtlich kleiner als sie nach der Voraussetzung erwartet werden mussten, dass die Erddrehung auch für irdische Bewegungsvorgänge mit der Drehung gegen den Fixsternhimmel übereinstimme. Es schien mir daher anfänglich, als wenn ich einer ganz neuen Thatsache auf der Spur wäre. Um diese Frage entscheiden zu können, musste man vor allem die Störungen beseitigen. Es zeigte sich bald, dass sie von dem durch die schnell umlaufenden Schwungräder erzeugten Wind herrührten, denn ein in der Nähe aufgestellter grösserer Körper beeinflusste den Schwingungsvorgang und den Ausschlag erheblich. Dagegen liess sich leicht Abhilfe schaffen, indem man die rotierenden Teile einkapselte. Ich liess daher zwei Trommeln aus Blech herstellen, die die Schwungräder mit etwa 1 cm Spielraum umschlossen und deren Hohlräume durch kurze Anschlussstutzen, die am Elektromotorgehäuse abgedichtet wurden, mit dem Luftraume, in dem der Anker läuft, in Verbindung standen. Alle Fugen wurden sorgfältig mit Modellierwachs abgedichtet, so dass der ganze innere Luftraum nach aussen hin luftdicht abgeschlossen war. Von da ab führte der Kreisel, wenn sonst keine Störungen einwirkten, regelmässig verlaufende Präzessionsschwingungen aus und es zeigte sich, dass die früher gehegte Vermutung von einer deutlich ausgesprochenen Abweichung zwischen der aus irdischen Bewegungsvorgängen erschlossenen und der astronomischen Erddrehung unbegründet war.

Nicht geringe Schwierigkeiten machten anfänglich eine Reihe von elastischen Schwingungen verschiedener Art, die durch die Beigabe der Blechkapseln, die übrigens unter sich und mit dem Elektromotorgehäuse gut abgesteift wurden, noch vermehrt wurden. Die Aufhängedrähte können Saitenschwingungen, die Blechkapseln Membranschwingungen ausführen u. s. f. und sobald eine dieser Schwingungen mit der Umlaufzahl des Motors in Resonanz kommt, tritt sie in grosser Stärke hervor und verhindert genaue Beobachtungen. So lassen die Blechkapseln ein sehr kräftiges trommelndes Geräusch hören, sobald der Motor entweder mit ungefähr 1200 oder auch ungefähr 1500 Umdrehungen in der Minute läuft. Sowie man aber ein wenig über eine dieser kritischen Tourenzahlen hinaus ist, hören diese Schwingungen plötzlich auf oder sie werden wenigstens so unmerklich, dass sie keine Störung mehr verursachen. Aus diesen Gründen ist auch die niedrigste Winkelgeschwindigkeit, für die noch zuverlässige Beobachtungen gemacht werden konnten, bei etwas über 1500 Umläufen in der Minute gelegen.

Bei manchen Versuchen, namentlich bei den höheren Geschwindigkeiten über 2200 hinaus, traten langsam schwingende Verschiebungen der Ankerwelle des Elektromotors in ihrer Längsrichtung auf, so dass sie sich in den Lagern hin und her schob. Die Ankerwelle hatte nämlich keinen Anschlag, der solche Verschiebungen verhindern konnte. Bei Umlaufzahlen, die nicht erheblich über 2200 hinausgingen, konnte man aber gute Versuchsreihen erhalten, bei denen diese Schwingungen nicht auftraten. Ich sah daher davon ab, den Elektromotor umbauen, d. h. ihn mit einer Einrichtung versehen zu lassen, durch die diese Schwingungen abgedämpft werden konnten, da dies ziemlich erhebliche Kosten verursacht haben würde. Wenn diese Schwingungen einmal auftraten, beruhigten sie sich nicht von selbst wieder, sondern der ganze Versuch wurde unbrauchbar.

Zur besseren Abdämpfung der verschiedenen unerwünschten Schwingungen liess ich übrigens vor der Vornahme der endgültigen Versuche ausser dem aus der photographischen Abbildung zu ersehenden Öltopfe noch zwei weitere Ölgefässe unter den Zeigerarmen aufstellen, in die von jedem Zeigerarme ein fest damit verbundener Flügel herabging und eintauchte. Die Sicherheit der Nullstellung wurde dadurch nicht beeinträchtigt; nach Beendigung des Versuchs gingen die Zeiger, wenn die Schwungräder wieder still standen, so genau in die anfängliche Nullstellung zurück, als es die Genauigkeit der Ablesung zu erkennen gestattete. Ein Versuch, bei dem dies nicht zugetroffen wäre, hätte natürlich verworfen werden müssen.

Die Theorie des Versuchs gestaltet sich, wenn man zunächst von den nachher noch besonders zu besprechenden Präzessionsschwingungen absieht, sehr einfach. Das Trägheitsmoment der rotierenden Massen sei mit Θ, die konstante Winkelgeschwindigkeit, mit der sie während des Versuchs umlaufen, mit w und die Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung, unter der Voraussetzung, dass sie mit der astronomischen übereinstimme, mit u bezeich-

net. Ferner sei φ die geographische Breite des Beobachtungsortes, ψ der Winkel, den die Gleichgewichtslage des rotierenden Kreisels mit der Ost-West-Richtung bildet und M das Moment des von der Aufhängevorrichtung auf das Kreiselgestell in dieser Gleichgewichtslage in der horizontalen Ebene übertragenen Kräftepaares. Nach dem Flächensatze muss M gleich der lotrechten Komponente der Änderungsgeschwindigkeit des Kreiseldralls infolge der Erddrehung sein. Dabei verstehe ich unter dem „Dralle" jenen Vektor, den man sonst auch das statische Moment der Bewegungsgrösse oder nach Klein und Sommerfeld den Impuls des Kreisels nennt.

Die Änderungsgeschwindigkeit des Kreiseldralls ist gleich dem äusseren Produkte aus dem Drall selbst und der als Vektor aufgefassten Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung. Von diesem Produkte ist die lotrechte Komponente zu nehmen und gleich M zu setzen. Das liefert nach einfacher Ausrechnung die Gleichung

$$M = \Theta\, w\, u \cos\varphi \cos\psi.$$

Wegen der regelmässigen Gestalt der Schwungräder konnte das Trägheitsmoment Θ durch Rechnung gefunden werden und zwar genauer, als es durch einen Schwingungsversuch in bekannter Weise hätte ermittelt werden können. Der Beitrag des Ankers zu Θ ist nämlich gegenüber dem Anteile der Schwungräder so geringfügig, dass er ohne merklichen Fehler selbst ganz hätte vernachlässigt werden können; er wurde indessen schätzungsweise berücksichtigt. Man erhielt im technischen Masssystem, in dem das kg als Krafteinheit gilt,

$$\Theta = 26{,}7 \text{ cmkg sec}^2.$$

Die geographische Breite des Beobachtungsortes wurde $\varphi = 48^0\, 8'\, 20''$, die Beschleunigung der Fallbewegung

$$g = 981 \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$$

gesetzt.

Das Moment M ist dem Verdrehungswinkel der Aufhängevorrichtung gegenüber der Nulllage bei stillstehendem Kreisel ziemlich genau proportional und kann daher in der Form $M = c\,\chi$ angeschrieben werden, wenn mit χ jener Verdrehungswinkel und mit c ein Proportionalitätsfaktor bezeichnet wird. Den Faktor c hätte man aus den Daten der trifilaren Aufhängung unter Berücksichtigung der sich dabei geltend machenden Torsionselastizität der Aufhängedrähte berechnen können, was zur Probe auch einmal geschehen ist. Zuverlässiger war aber wegen verschiedener Nebenumstände, namentlich wegen des an sich zwar geringfügigen Einflusses der lose herabhängenden Stromzuführungsdrähte die Ermittelung des Zusammenhanges zwischen M und χ durch einen unmittelbaren Versuch, der durch eine einfache Einrichtung leicht mit vollständig ausreichender Genauigkeit vorgenommen werden konnte. Die Proportionalität zwischen M und χ hat sich dabei hinlänglich genau bestätigt und im Mittel aus allen Versuchen ergab sich

$$M = 0{,}03696 \text{ cmkg für } \chi = 1^0$$

oder wenn man χ in Bogenmass ausdrückt,

$$c = 2{,}12 \text{ cmkg}.$$

Diese Zahlen beziehen sich auf den Fall des mit den Blechkapseln und allem sonstigen Zubehör für die endgültigen Versuche versehenen Kreisels.

Die Beobachtungen der Kreiselablenkung durch die Erddrehung erstreckten sich nur auf die beiden Fälle, dass die Nulllage des ruhenden Kreisels entweder in den Meridian fiel oder senkrecht dazu stand, also in die Ost-West-Richtung zeigte. Im ersten Falle dürfte nach der Annahme, dass die astronomische Erddrehung auch für die irdischen Bewegungsvorgänge massgebend sei, keine Ablenkung der Kreiselachse infolge der Rotation entstehen. Dies hat sich auch, wie man nachher sehen wird, hinreichend bestätigt. Ohne die Dazwischenkunft des richtenden Kräftepaares der Aufhängung müsste zwar, je nachdem man den Kreisel im einen oder im entgegengesetzten Sinne rotieren lässt, die Nulllage eine stabile oder eine labile Gleichgewichtslage sein. Das richtende Moment M der Aufhängung reichte aber für alle Winkelgeschwindigkeiten, die zur Verfügung standen, weitaus hin, um auch im letzten Falle die Gleichgewichtslage zu einer stabilen zu machen. Der Kreisel verhält sich in dieser Hinsicht genau wie eine Magnetnadel. die an einem Drahte von genügender Torsionssteifigkeit aufgehängt, auch dann im stabilen Gleichgewichte steht, wenn der Nordpol im magnetischen Meridiane nach Süden zeigt. Nur die Schwingungsdauer um die Gleichgewichtslage wird etwas grösser als bei der umgekehrten Lage. Das hat sich auch bei den Präzessionsschwingungen des Kreisels, wie man noch sehen wird, unter den gleichen Umständen gezeigt; ich kann dieses Ergebnis aber nicht als ganz zuverlässig hinstellen, weil die Schwingungen auch sonst, wo sich ein bestimmter Grund dafür nicht nachweisen liess, Unregelmässigkeiten von nahezu ähnlicher Grössenordnung aufweisen. Da es sich hierbei um kleine Störungen handelte, die für den Hauptzweck der Untersuchung nur von geringer Wichtigkeit sind, habe ich es nicht für nötig gehalten, ihnen durch eine Häufung der Versuche weiter nachzugehen; sonst wäre es voraussichtlich möglich gewesen, auch in diesem

untergeordneten Punkte eine befriedigendere Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung herzustellen.

Bei der anderen Versuchsanordnung, wenn nämlich die Kreiselachse in der Nulllage senkrecht zum Meridian steht, fällt der Verdrehungswinkel χ, dem das Moment M proportional ist, mit dem früher eingeführten Winkel ψ zusammen und die Gleichung, um deren Prüfung es sich handelt, kann in der Form

$$c\,\psi = \Theta\, w\, u \cos\varphi \cos\psi$$

geschrieben werden. Für u wäre dabei wohl eigentlich die Winkelgeschwindigkeit der Erde, die einer Umdrehung in einem Sterntage entspricht, einzusetzen; die Genauigkeit der Versuche reichte aber nicht aus, um zwischen dieser Winkelgeschwindigkeit und der anderen, die einer Umdrehung in einem mittleren Sonnentage entspricht, zu entscheiden. Daher wurde zunächst die letztere zu Grunde gelegt.

Alle Grössen, die in der vorausgehenden Gleichung vorkommen, sind hiernach teils vorher bekannt, teils den Ablesungen während eines Versuches zu entnehmen und es handelt sich nun darum, ob die Gleichung durch diese Werte befriedigt wird. Zur Durchführung des Vergleichs wurden die übrigen Grössen in die Gleichung eingesetzt und dann der „theoretische" Wert des Winkels ψ daraus berechnet. Dieser wurde dem wirklich beobachteten Werte gegenübergestellt. Da sich herausstellte, dass sich ψ ber. und ψ beob. immer nur wenig voneinander unterscheiden, durfte übrigens ohne in Betracht kommenden Fehler auf der rechten Seite der Gleichung in $\cos\psi$ sofort schon der beobachtete Wert von ψ eingesetzt werden, so dass es nicht nötig war, die transzendente Gleichung für ψ als solche aufzulösen.

Ich lasse jetzt die Beobachtungsergebnisse folgen und erwähne dabei, dass ich bei der Vornahme der Versuche und der Ausführung der dazu gehörigen Zahlenrechnungen durch die geschickte und gewissenhafte Mitarbeit meines Assistenten, des Herrn Diplom-Ingenieur R. Düll, sehr wirksam unterstützt wurde. Es ist mir eine angenehme Pflicht, ihm dafür meine Anerkennung und meinen Dank auszusprechen.

A. Nulllage der Kreiselachse im Meridian.

Hierbei wurde absichtlich vor Beginn der Ablesungen durch einen Anstoss eine Schwingung angeregt, da ein Ausschlag von selbst nicht zustande kam. Dann wurde von Minute zu Minute die Zeigerstellung aufgeschrieben, wobei an den Umkehrpunkten auch noch Zwischenablesungen der grössten Ausschläge gemacht wurden. Die Zahlen geben die aufeinanderfolgenden Ablesungen; die in Klammern stehenden Zahlen beziehen sich auf die Zwischenablesungen unter Voransetzung der Zahl der Sekunden, die seit der vorhergehenden Ablesung verstrichen waren. Zwischen je zwei nicht in Klammern stehenden aufeinanderfolgenden Zahlen liegt daher ein Zeitraum von einer Minute. Der Sinn, in dem der Motor bei dem Versuche umlief, ist durch Angabe der Richtung des Drehungsvektors gekennzeichnet und zwar so, dass z. B. ein „Drehungsvektor nach Süden" bedeutet, dass sich die Schwungräder, von Süden her gesehen, im Uhrzeigersinne drehten. Der Ausschlag ist mit einem + - Zeichen versehen, wenn die Drehung der Kreiselachse von oben gesehen im Uhrzeigersinne erfolgte; im entgegengesetzten Falle mit einem — - Zeichen.

1. Versuch. Drehungsvektor nach Süden. Umlaufzahl 1915 in der Minute.

Ablesungen: — 4,2; — 1,4; + 2,7; + 4,1; + 1,4; — 1,95; — 3,6; — 1,85; + 1,6; + 3,5; + 2,35; — 0,5; — 2,8; (+ 30″ : — 3,0); — 2,45; + 0,15; + 2,55; (+ 30″ : + 2,9); + 2,7; + 0,4; — 1,7; (+ 45″ : — 2,4); — 2,3; — 0,7; + 1,6; + 2,4; + 1,15; — 0,9; — 2,0; — 1,1; + 0,8; + 2,0; (+ 15″ : 2,05).

Hierauf wurde, nach einer Beobachtungsdauer von 28′ 15″ der Versuch abgebrochen. Die Gleichgewichtslage berechnet sich nach diesen Zahlen zu + 0,1°, d. h. ihre Abweichung von der Nulllage übersteigt nicht die Fehlergrenze der Ablesungen. Dauer einer vollen Schwingung im Mittel 6′ 17″.

2. Versuch. Drehungsvektor nach Norden. Umlaufzahl 1830 in der Minute.

Ablesungen: — 3,0; — 2,45; — 0,8; + 1,15; + 2,15; + 1,6; — 0,2; — 1,95; (+ 45″ : — 2,5); — 2,4; — 1,6; 0,0; + 1,3; (+ 30″ : + 1,8); + 1,7; + 0,9; — 0,8; — 1,9; (+ 30″ : — 2,05); — 1,9; — 1,05; + 0,2; + 1,2; (+ 30″ : + 1,3); + 1,2; + 0,3; — 0,9; — 1,8; — 1,5; — 0,75; + 0,3; + 0,95; (30″ : + 1,05).

Nach 27′ 30″ wird der Versuch abgebrochen; die Gleichgewichtslage, um die die Schwingungen erfolgten, berechnet sich zu — 0,28°, eine Abweichung von der Nulllage, die zwar nicht mehr durch blosse Ablesungsfehler, aber doch noch durch anderweitige Versuchsfehler erklärt werden kann. Schwingungsdauer 7′ 51″.

B. Nulllage der Kreiselachse senkrecht zum Meridian.

Die Bezeichnungen sind die gleichen wie im vorigen Falle.

3. Versuch. Drehungsvektor nach Westen. Umlaufzahl 1520 in der Minute.

Ablesungen: — 11,1; — 8,0; — 2,5; — 0,9; — 3,8; — 7,7; — 9,55; — 7,9; — 4,15; — 2,65; — 4,2; — 6,8; — 8,25; (+ 15″ : — 8,3); — 7,15; — 4,3; — 3,1; — 4,35; — 6,35; — 7,35; — 6,7; — 5,1; — 4,3; — 4,8; — 6,05; — 7,0; (+ 15″ : — 7,05); — 6,7; — 5,85; — 4,9; — 4,7; — 4,8; — 5,4; — 6,2; (+ 45″ : — 6,3).

Abgebrochen nach 30′ 45″ Beobachtungsdauer. Die Gleichgewichtslage der Schwingung zeigt eine Abweichung von — 5,65° von der Nulllage. Schwingungsdauer 6′ 9″.

4. Versuch. Drehungsvektor nach Westen. Umlaufzahl 1530 in der Minute.

Ablesungen: + 0,6; — 2,0; — 7,3; — 10,9; (+ 15″ : — 11,0); — 9,5; — 4,5; — 1,4; (+ 15″ : — 1,35); — 2,95; — 6,5; — 9,2; (+ 15″ : — 9,45); — 8,4; — 5,0; — 2,65; (+ 15″ : — 2,6); — 3,5; — 6,0; — 8,05; (+ 30″ : — 8,2); — 7,8; — 5,3; — 3,75; (+ 30″ : — 3,7); — 4,2; — 6,0; — 7,3; (+ 30″ : — 7,5); — 7,2; — 5,5; — 4,0; (+ 30″ : — 3,9).

Abgebrochen nach 24′ 30″. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich — 5,71°. Schwingungsdauer 6′ 7″.

5. Versuch. Drehungsvektor nach Osten. Umlaufzahl 1540 in der Minute.

Ablesungen: + 8,3; + 5,85; + 3,1; (+ 30″ : + 2,95); + 3,6; + 5,7; + 7,5; (+ 15″ : + 7,6); + 6,75; + 4,7; + 3,7; + 4,8; + 6,2; + 6,9; + 5,7; + 4,7; (+ 30″ : + 4,6); + 4,8; + 5,75; + 6,45; (+ 30″ : + 6,6); + 6,2; + 5,4; + 5,2; + 5,55; + 5,85; (+ 45″ : + 5,95).

Abgebrochen nach 21′ 45″. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich + 5,58°. Schwingungsdauer 5′ 26″.

6. Versuch. Drehungsvektor nach Osten. Umlaufzahl 1550 in der Minute.

Ablesungen: — 0,5; + 1,8; + 7,1; + 10,65; (+ 15″ : + 10,75); + 8,6; + 3,5; + 1,5; + 4,0; + 7,75; + 9,55; + 7,2; + 3,25; (+ 45″ : + 2,3); + 2,65; + 4,9; + 7,65; (+ 45″ : + 8,25); + 8,0; + 5,3; + 3,15; (+ 15″ : + 3,1); + 3,95; + 6,05; + 7,5; (+ 15″ : + 7,6); + 6,7; + 4,5; (+ 45″ : + 3,7); + 3,85; + 5,0; + 6,5; (+ 45″ : + 7,05); + 6,95; + 5,7; + 4,8; (+ 15″ : + 4,7).

Abgebrochen nach 28′ 15″. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich + 5,60°. Schwingungsdauer 5′ 39″.

7. Versuch. Drehungsvektor nach Osten. Umlaufzahl 1710 in der Minute.

Ablesungen: + 10,8; (+ 45″ : + 12,1); + 11,7; + 6,95; + 1,8; (+ 30″ : + 0,9); + 1,6; + 5,0; + 9,0; (+ 45″ : + 10,45); + 10,35; + 7,5; + 3,5; (+ 45″ : + 2,4); + 2,55; + 4,8; + 7,85; + 9,2; + 7,55; + 4,5; + 3,4; + 4,85; + 7,1; + 8,4; + 7,6; + 5,45; + 4,3; + 5,0; + 6,65; + 7,8; (+ 30″ : + 7,9); + 7,6; + 5,95; + 4,75; (+ 30″ : + 4,7); + 5,0; + 6,15; + 7,2; (+ 30″ : + 7,4).

Abgebrochen nach 31′ 30″. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich + 6,12°. Schwingungsdauer 6′ 9″.

8. Versuch. Drehungsvektor nach Westen. Umlaufzahl 1800 in der Minute.

Ablesungen: — 15,0; — 12,4; — 5,5; — 0,2; (+ 30″ : + 0,3); — 0,4; — 4,7; — 9,8; — 12,3; (+ 15″ : — 12,4); — 10,8; — 6,1; — 2,2; (+ 30″ : — 1,7); — 2,15; — 5,0; — 8,7; — 10,55; (+ 15″ : — 10,6); — 9,6; — 6,5; — 3,8; (+ 45″ : — 3,25); — 3,5; — 5,2; — 7,8; — 9,4; (+ 30″ : — 9,5); — 9,1; — 7,15; — 5,0; — 4,2; — 5,2; — 7,0; — 8,4; (+ 45″ : — 8,7).

Abgebrochen nach 28′ 45″. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich — 6,61°. Schwingungsdauer 7′ 11″.

9. Versuch. Drehungsvektor nach Osten. Umlaufzahl 1900 in der Minute.

Ablesungen: + 7,5; + 7,2; + 6,95; + 6,9; + 6,95; + 7,15; + 7,35; (+ 15″ : + 7,4); + 7,35; + 7,25; + 7,1; + 7,0; + 7,05; + 7,15; + 7,25; + 7,3; + 7,2; + 7,1; + 7,1.

Abgebrochen nach 17′. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich + 7,18°. Schwingungsdauer unsicher; ungefähr 6′ 48″.

10. Versuch. Drehungsvektor nach Westen.

Umlaufzahl 2000 in der Minute.

Ablesungen: — 9,3; — 8,8; — 7,6; — 6,4; — 5,8; — 6,15; — 7,2; — 8,3; — 8,85; — 8,55; — 7,7; — 6,7; — 6,2; — 6,4; — 7,05; — 7,9; — 8,5; (+ 15″ : — 8,55); — 8,3; — 7,8; — 7,1; — 6,6.

Abgebrochen nach 20′. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich — 7,45°. Schwingungsdauer 8′ 0″.

11. Versuch. Drehungsvektor nach Osten. Umlaufzahl 2200 in der Minute.

Ablesungen: + 13,95; + 11,5; + 6,8; + 3,1; (+ 45″ : + 2,3); + 2,55; + 4,7; + 8,2; + 11,15;

+ 45″ : + 12,15); + 12,1; + 10,55; + 7,4; + 4,4; (+ 30″ : + 3,75); + 3,85); + 5,3; + 7,8; + 10,05; + 11,05; + 10,15; + 7,8; + 5,15; + 4,65; + 5,75; + 7,65; + 9,5; + 10,35; + 9,95; + 7,9; + 5,65; + 4,95; + 5,8; + 7,5; + 9,2; + 10,05.

Abgebrochen nach 32′. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich + 7,63°. Schwingungsdauer 8′ 0″.

12. Versuch. Drehungsvektor nach Westen.

Umlaufzahl 2280 in der Minute.

Ablesungen: — 7,0; — 7,2; — 7,75; — 8,55; — 9,1; (+ 30″ : — 9,2); — 9,15; — 8,7; — 8,05; — 7,55; — 7,4; — 7,7; — 8,15; — 8,5; — 8,8; — 8,65; — 8,3; — 7,95; — 7,8; — 7,95; — 8,15; — 8,4; — 8,65; — 8,6; — 8,5; — 8,3; — 8,15; (+ 45″ : — 8,1).

Abgebrochen nach 25′ 45′. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich — 8,23°. Schwingungsdauer 8′ 35″.

Nach diesen Zahlen lässt sich die Wellenform der Schwingung auftragen. Dies ist mit allen 12 Versuchen geschehen, um sie darauf hin zu prüfen, ob sie von merklichen Störungen frei waren. Ich begnüge mich damit, umstehend zwei dieser Abbildungen wiederzugeben, die sich auf die Versuche 2 und 6 beziehen.[1]) Die anderen sind ganz ähnlich.

Fig. 2.

Fig. 3.

1) Die Gleichgewichtslage, um die die Schwingungen erfolgten, ist durch eine gestrichelte, die theoretisch zu erwartende Gleichgewichtslage durch eine ausgezogene Linie angegeben, die im Falle der Fig. 3 mit der Abszissenachse zusammenfällt.

Eine Zusammenstellung der beobachteten Ausschläge ψ und einen Vergleich mit den in der früher angegebenen Weise berechneten Werten von ψ liefert die folgende Tabelle:

Versuch Nr.	Richtung des Drehungsvektors nach	Zahl der Umläufe in der Minute	ψ ber.	ψ beob.	Unterschied	Dauer einer vollen Schwingung
1	Süden	1915	0	+ 0,10	+ 0,10	6′ 17″
2	Norden	1830	0	— 0,28	— 0,28	7′ 51″
3	Westen	1520	— 5,54	— 5,65	— 0,11	6′ 9″
4	Westen	1530	— 5,58	— 5,71	— 0,13	6′ 7″
5	Osten	1540	+ 5,62	+ 5,58	— 0,04	5′ 26″
6	Osten	1550	+ 5,65	+ 5,60	— 0,05	5′ 39″
7	Osten	1710	+ 6,23	+ 6,12	— 0,11	6′ 9″
8	Westen	1800	— 6,55	— 6,61	— 0,06	7′ 11″
9	Osten	1900	+ 6,92	+ 7,18	+ 0,26	6′ 48″
10	Westen	2000	— 7,27	— 7,45	— 0,18	8′ 0″
11	Osten	2200	+ 7,99	+ 7,63	— 0,36	8′ 0″
12	Westen	2280	— 8,27	— 8,23	+ 0,04	8′ 35″

Der grösste Unterschied zwischen ψ ber. und ψ beob. macht daher bei den letzten zehn Versuchen etwa 4 5 vom Hundert eines der beiden Werte aus, ist aber im Durchschnitt viel kleiner. Das Überwiegen der mit dem negativen Vorzeichen versehenen Unterschiede scheint auf einen systematischen Fehler von geringer Grösse hinzudeuten.[1]) Als Gesamtergebnis wird man wohl aussprechen dürfen, dass der Unterschied zwischen der aus der Beobachtung irdischer Bewegungsvorgänge abgeleiteten Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung und der astronomischen, falls ein solcher

Fig 4.

Unterschied doch noch bestehen sollte, nicht mehr als etwa 2 vom Hundert ausmachen kann.

1) Möglich wäre zwar auch die Vermutung, dass hierin und in den Zahlen für die Schwingungsdauern eine Andeutung für eine geringe Abweichung der Winkelgeschwindigkeiten der Erde in dem früher ausführlich erörterten Sinne erblickt werden könnte. Wahrscheinlicher ist aber jedenfalls die Erklärung durch Beobachtungsfehler.

Auch die Zahlen der vorhergehenden Tabelle habe ich in einer Zeichnung, Abbildung 4, auftragen lassen, in der die Abszissen die Umlaufsgeschwindigkeiten des Kreisels, die Ordinaten die Ablenkungen aus der Nulllage und zwar mit Unterdrückung des Vorzeichens darstellen. Die Werte von ψ beob. sind durch kleine Kreise angegeben, während die Werte von ψ ber. auf der ausgezogenen Linie enthalten sind.

Bei einer letzten Versuchsreihe wurden die Schwungräder abgenommen, so dass nur der Anker des Elektromotors für sich rotierte. In keiner der beiden Lagen (Nord-Süd und Ost-West) ergab sich dabei eine Ablenkung von messbarer Grösse, obschon wegen der erheblichen Verminderung des von der trifilaren Aufhängung getragenen Gewichts (von 105,7 kg auf 34,7 kg) die Messvorrichtung jetzt viel empfindlicher geworden war. Es war nötig, dies festzustellen, um nachzuweisen, dass sich ein merkbarer Einfluss des magnetischen Feldes der Erde auf den Elektromotor bei den Hauptversuchen nicht geltend zu machen vermochte.

Es bleibt mir noch übrig, die Theorie der Präzessionsschwingungen aufzustellen, die die Kreiselachse bei konstanter Umlaufgeschwindigkeit um ihre Gleichgewichtslage herum auszuführen vermag. Dabei sehe ich von der Berücksichtigung einer Reihe unerheblicher Nebenumstände ab und beschränke mich überdies auf die Untersuchung von Schwingungen, die klein genug sind, um sie als unendlich klein betrachten zu können.

Bei diesen Schwingungen bewegt sich, wie es schon die Beobachtung lehrt, die Kreiselachse nahezu in einer horizontale Ebene. Auch die Änderungsgeschwindigkeit des Dralls ist daher mit demselben Grade der Annäherung horizontal und zwar in jeder Stellung senkrecht zur Kreiselachse gerichtet. Nach dem Flächensatze muss also während der Schwingung von den Aufhängedrähten ausser den durch das Gewicht des Kreisels hervorgerufenen Spannungen auch noch ein Kräftepaar von horizontal gerichtetem Momentenvektor auf den Kreisel übertragen werden, der gleich der besprochenen Änderungsgeschwindigkeit des Dralls ist. Dieses Kräftepaar ist weit grösser als das durch die Torsion der trifilaren Aufhängung bedingte, das früher mit dem Buchstaben M bezeichnet wurde und dessen Momentenvektor lotrecht gerichtet ist. Es verhält sich nämlich zu M wie die Winkelgeschwindigkeit der Präzessionsschwingungen in einem gegebenen Augenblicke zur betreffenden Winkelgeschwindigkeitskomponente der Erddrehung. Dieses bei den gegebenen Versuchsbedingungen verhältnismässig grosse und mit der Zeit veränderliche Kräftepaar wird durch die Aufhängedrähte dadurch auf den Kreisel übertragen, dass die einzelnen Drähte verschieden stark gespannt sind. Wegen der Veränderlichkeit der Spannungen erfahren die Aufhängedrähte zugleich elastische Längenänderungen, und daraus folgt, dass die Kreiselachse während der Schwingungen ausser der bisher allein in Betracht gezogenen Drehung um eine lotrechte Achse zugleich noch Drehungen um eine zu ihr selbst senkrecht stehende horizontale Achse ausführen muss, die freilich von so geringer Grösse sind, dass man sie nur durch besondere Hilfsmittel nachweisen könnte. So klein diese Drehungen aber auch sind, so wichtig sind sie für den zeitlichen Verlauf der Schwingungen.

Bezeichnet man den sehr kleinen Winkel, um den sich die Kreiselachse gegen ihre Gleichgewichtslage um eine zu ihr senkrecht stehende horizontale Achse zur Zeit t gedreht hat, mit ϱ, die Drehung um die lotrechte Achse mit ψ (wobei aber ψ jetzt nicht die Drehung aus der Nulllage, sondern die Drehung aus der Gleichgewichtslage des rotierenden Kreisels bedeutet), so kann man auf Grund der vorhergehenden Erwägungen ohne weiteres die Bewegungsgleichungen anschreiben

$$\Theta w \frac{d\varrho}{dt} = + c\psi \text{ und } \Theta w \frac{d\psi}{dt} = - K\varrho.$$

Dabei giebt Θw die absolute Grösse des Dralls, c den schon früher damit bezeichneten Proportionalitätsfaktor an, während K ein neu eingeführter Proportionalitätsfaktor ist, der den Zusammenhang zwischen der Drehung ϱ und dem dadurch in den Aufhängedrähten vermöge ihrer Zugelastizität hervorgerufenen Kräftepaare angiebt.

Man kann den Wert von K aus den einzelnen Daten der trifilaren Aufhängung berechnen. Wenn die unteren Befestigungspunkte der Drähte mit dem Schwerpunkte des Kreisels in einer horizontalen Ebene lägen, hätte man einfach

$$K = \frac{EF}{l} \cdot \frac{s^2}{2},$$

wo E der Elastizitätsmodul des Drahts, F der Querschnitt eines Drahts (gleich 0,0177 cm²), l die Drahtlänge (gleich 658 cm), s die Entfernung je zweier Drähte voneinander (gleich 6 cm) ist. Dazu kommt aber noch das Produkt aus dem Kreiselgewichte und der Höhe der Aufhängepunkte über dem Kreiselschwerpunkte. Die letzte Strecke liess sich mit Rücksicht auf die besondere Befestigungsart der Drähte am Elektromotorgestell nicht mit hinreichender Sicherheit angeben; ausserdem kannte man auch den Wert von E nicht genau genug. Ich zog daher vor, K unmittelbar durch einen besonderen Belastungsversuch am ruhenden Kreisel zu bestimmen. Zu diesem Zwecke

wurden seitlich Gewichte aufgesetzt und die durch sie verursachten Drehungen ϱ mit Hilfe einer Spiegelablesung gemessen. Dadurch ergab sich

$$K = 2985 \text{ cmkg}.$$

Für c war schon früher

$$c = 2{,}12 \text{ cmkg}$$

gefunden. — Durch Elimination von ϱ aus den beiden Bewegungsgleichungen erhält man für ψ

$$\Theta^2 w^2 \frac{d^2\psi}{dt^2} = - Kc\psi$$

und derselben Gleichung muss auch ϱ genügen. Das ist aber die Differential-Gleichung einer einfachen harmonischen Schwingung von der Schwingungsdauer

$$T = 2\pi \frac{\Theta w}{\sqrt{Kc}}.$$

Θ war früher zu 26,7 cmkg sec^2 ermittelt. Setzt man, um bestimmte Zahlenwerte zu erhalten, $w = 209{,}4 \frac{1}{\text{sec}}$, was 2000 Umläufen in der Minute entspricht, so erhält man

$$T = 442 \text{ sec} = 7' 22''$$

für die Dauer einer „vollen" Schwingung bei 2000 Umläufen oder auch $5' 31''$ bei 1500 Umläufen des Kreisels. Die aus den früher angegebenen Versuchszahlen zu entnehmenden Schwingungsdauern stimmen damit, wenn sie auch unter sich etwas abweichen, im Mittel so gut überein, als man es von einer solchen Annäherungsrechnung, die z. B. schon auf die Dämpfung gar keine Rücksicht genommen hat, nur irgend erwarten kann.

Schliesslich möchte ich noch bemerken, dass ich die hier beschriebenen Versuche nicht als eigentliche Präzisionsversuche bezeichnen kann. Sie sind zwar ohne Zweifel erheblich genauer, als alle früher in der gleichen Absicht unternommenen; dagegen stellen sie noch lange nicht das Äusserste dar, was sich nach dem gleichen Versuchsplane mit weiter verbesserten Hilfsmitteln erreichen liesse. Bei Versuchen, die in der Absicht angestellt würden, die höchstmögliche Genauigkeit der Messung zu erreichen, würde man in erster Linie für die Unverrückbarkeit der oberen Aufhängepunkte der Drähte besser sorgen müssen, als es mir möglich war. Um eine genügende Länge dieser Drähte zu erhalten, musste ich sie durch eine Öffnung in der Decke des Versuchsraumes führen und an der mit dem Dachgebälk zusammenhängenden Decke des darüber liegenden Raumes befestigen. Bei windigem Wetter führt das Dachgebälk kleine Bewegungen aus, die zwar nicht die Gleichgewichtslage, aber den zeitlichen Verlauf der Schwingungen beeinflussen. Auch sonst liesse sich natürlich noch manches verbessern.

Ob ein in dieser Weise noch weiter verfeinerter Versuch mit demselben Ergebnisse abschliessen würde, wie jetzt, oder ob sich damit ein Unterschied zwischen der Winkelgeschwindigkeit der Erde gegenüber irdischen Bewegungsvorgängen und der Winkelgeschwindigkeit gegen den Fixsternhimmel nachweisen liesse, muss dahingestellt bleiben. Für ganz unwahrscheinlich vermag ich ein Ergebnis in der zuletzt genannten Richtung nicht zu halten. Gewisse Andeutungen von einer Abweichung, weniger hinsichtlich der Grösse, als hinsichtlich der Richtung der Winkelgeschwindigkeit scheinen sich ja aus den mitgeteilten Ziffern immerhin herauslesen zu lassen; sie sind aber zu unbestimmt und liegen zu weit innerhalb der möglichen Fehler, als dass sich darauf ein Urteil stützen liesse. Für das Wahrscheinlichste muss man es daher halten, dass ein Versuch mit weiter verbesserten Hilfsmitteln diese Andeutungen als blosse Beobachtungsfehler nachweisen würde.

Nachtrag.

Nach einem Referate in den Beiblättern zu den Ann. der Phys. Bd. 28, S. 295, 1904 ist der berühmte amerikanische Physiker E. H. Hall (Phys. Rev. S. 179, 1903) auf Grund zahlreicher neuer Versuche zu dem Schlusse gekommen, dass eine geringe Ablenkung fallender Körper nach Süden hin als möglich zugegeben werden müsse. Durch bekannte Ursachen lässt sich eine Ablenkung in dieser Richtung von irgendwie merklichem Betrage nicht erklären; sie wurde daher stets bestritten, obschon sie von älteren Experimentatoren wiederholt gefunden war. Um die Frage endgültig zu entscheiden, hält Hall weitere sorgfältige Versuche für erforderlich. Nimmt man an, dass diese Versuche die südliche Ablenkung bestätigten, so würde damit sofort auch eine Erklärung für die systematischen Abweichungen gefunden sein, die in der vorstehenden Abhandlung zunächst als blosse Beobachtungsfehler angesehen wurden. Denn es ist klar, dass sich jene unbekannte Ursache, die zur südlichen Ablenkung fallender Körper führt, auch im Verhalten des rotierenden Schwungrades geltend machen würde oder mindestens geltend machen könnte. Damit wäre dann auch die Möglichkeit eröffnet, jene unbekannte Ursache mit Hilfe von Kreiselversuchen genauer zu erforschen, als es durch die Beobachtung der Fallbewegung allein geschehen kann. — Ich behalte mir vor, auf diese Frage später noch zurückzukommen.

Über die Cooper-Hewittsche Quecksilberbogenlampe als Funkenstrecke.

Von George W. Pierce.

1. Einleitung.

Herr Peter Cooper-Hewitt hat eine neue Form der Quecksilberbogenlampe konstruiert, die dazu bestimmt ist, an Stelle einer Funkenstrecke bei drahtloser Übertragung von Zeichen und ebenso beim Hervorrufen hoch gespannter Entladungen mit dem Tesla-Transformator Verwendung zu finden. Die Hewittsche Funkenstrecke benutzt die Entladung zwischen Quecksilberelektroden in einer luftleer gemachten Birne an Stelle des gewöhnlichen Funkens in Luft zwischen festen Metallelektroden. Fig. 1 stellt

Fig. 1.

eine Zeichnung der gewöhnlichen Form der Cooper-Hewittschen Vakuumfunkenstrecke dar. Am Boden einer luftleer gemachten Birne von 15 bis 20 cm im Durchmesser sind zwei Vertiefungen angebracht, die mit Quecksilber gefüllt sind und zwischen denen die Entladung erfolgt. Kurze Stücke Platindraht (1,5 mm im Durchmesser), die in das Glas eingeschmolzen sind, dienen dazu, den Strom in die Birne hineinzuleiten. Um eine ungleichmässige Erwärmung der eingeschmolzenen Drähte zu verhindern, können die beiden vorstehenden Teile in Quecksilberbecher eingetaucht werden, an die die Verbindungen angeschlossen werden.

Bei der Herstellung der für diese Versuche angewandten Vakuumfunkenstrecken wurde das Quecksilber für die Birnen sorgfältig durch Destillieren und durch Waschen in einem Salpetersäurefilter gereinigt und die richtige Luftverdünnung in der Weise bestimmt, dass man die Birne während des Auspumpens als Funkenstrecke für eine Tesla-Spule benutzte.

Die vorliegende Arbeit enthält folgende Kapitel:

2. Quantitative Messungen der Induktion zwischen Stromkreisen mit den beiden Funkenstreckenformen im Senderstromkreise.
3. Resonanz zwischen solchen Stromkreisen.
4. Photographien der Schwingungen in der Vakuumfunkenstrecke vermittels rotierender Spiegel.
5. Photographien, aus denen die Schnelligkeit hervorgeht, mit der sich die Hewitt-Funkenstrecke wieder auf ihren Anfangszustand einstellt.
6. Kalorimetrische Messung des Ohmschen Widerstandes der Vakuumfunkenstrecke.
7. Bestimmung der geeigneten Luftverdünnung für dieselbe.

2. Quantitative Messung der Induktion zwischen Drahtschleifen.

Um einen direkten Vergleich der Vakuumfunkenstrecke mit dem Funken in Luft zwischen festen Metallelektroden zu erhalten, habe ich die Intensität der Zeichen gemessen, die man in einem Empfängerstromkreise bezw. mit den beiden Funkenstreckenformen im Senderkreise erhält. Was den Detektor anbelangt, so musste ich eine Form des Galvanometers für oszillierende Ströme benutzen, die von Fleming erdacht und im Jahre 1897 von Northrup, Pierce und Reichmann[1]) bei einem Versuche über Induktion zwischen entfernten Stromkreisen angewandt worden ist. Fig. 2 giebt eine Zeichnung dieses Instrumentes. Im Mittelpunkte der Figur zwischen S und N befindet sich eine sorgfältig isolierte Spule, die gewöhnlich aus unge-

1) Electrical World, 18. u. 25. Dez. 1897.

Fig. 2.

fähr 100 Windungen dünnen Drahtes besteht. Die Spule hat einen inneren Durchmesser von ungefähr 1 cm und ist mit dem Empfängerstromkreise in Serie geschaltet. Im Inneren der Spule ist eine dünne Kreisscheibe aus Silberfolie von ungefähr 6 mm Durchmesser aufgehängt, an welcher ein Spiegel vermittels eines dünnen langgestreckten Glasstabes befestigt ist. Der Empfindlichkeit wegen müssen Scheibe und Spiegel so leicht wie möglich sein. Die Aufhängung besteht aus einem dünnen Quarzfaden, so dass die Scheibe mit der Spulenebene einen Winkel von ungefähr 45° bildet. Durch die Oszillationen im Empfängerstromkreise, welche auch durch die Spule gehen, werden in der Scheibe Oszillationen induziert; dieselbe wird daher abgestossen und strebt danach, sich rechtwinklig zur Spule einzustellen. Die Ablenkungen werden vermittels Fernrohr und Skala abgelesen. Die Periode des Instrumentes beträgt 5 Sek., und die Aufhängung ist so leicht, dass

Fig. 3.

die Ablenkungen so gut wie vollständig gedämpft sind.

Beim Anstellen der vorliegenden Vergleiche wurden die Daten nicht mit gewöhnlichem Stromkreise für drahtlose Telegraphie von der „offenen" Form, sondern mit aus geschlossenen Drahtschleifen bestehenden Stromkreisen (Fig. 3) erhalten. Der Senderstromkreis A besteht aus einem Glaskondensator a in Serie mit der Funkenstrecke b und einer rechtwinkligen Drahtschleife, die 4 m zu 3 m misst. An die Funkenstrecke sind die Enden des Sekundärkreises eines Hochspannungstransformators angeschlossen, welcher durch den zu Beleuchtungszwecken dienenden Wechselstrom betrieben wird. Die Luft-Funkenstrecke besteht aus kleinen Stücken von Iridium, welche in schwere Messingkugeln eingesetzt sind. Vermittels eines Umschalters lässt sich die Hewitt-Lampe an die Stelle der Iridiumfunkenstrecke einschalten.

Der Empfängerstromkreis B ist 20 m vom Senderstromkreis entfernt; er besteht aus einem veränderlichen Kondensator, der mit dem Detektor in Serie geschaltet ist, und einer geschlossenen rechtwinkligen Drahtschleife (2 Meter × 1 Meter) in einer zum Senderkreise parallelen Ebene. Wenn der Empfängerkreis zu annähernder Resonanz mit dem Senderkreise gebracht worden ist, so erhält man bedeutende Ablenkungen des Instrumentes. Beim Ablesen wurde die Entladung während der Schwingungsdauer des Instrumentes aufrechterhalten und die Impulse bestimmt.

Die folgenden Ablesungsreihen (Tabelle I) haben den Zweck, die Gleichförmigkeit und hohe Wirksamkeit der Quecksilberlampe im Vergleich mit der Iridium-Funkenstrecke zu zeigen. Die Ablesungsreihen wurden in der

Zahl der Platten im Luftkondensator.

Fig. 4.

in der Tabelle angegebenen Reihenfolge ausgeführt; die Ablesungen sind in Centimetern ausgedrückt, und der Skalenabstand betrug 60 cm.

Tabelle I.

Cooper-Hewitt	Funken	Cooper-Hewitt	Funken
25.9	6.4	26.4	7.7
25.8	6.5	26.3	6.8
26.5	6.4	26.0	6.4
25.8	6.7	26.6	6.4
26.3	6.7	25.9	6.5
27.1	6.7	25.8	6.4
27.0	6.8	27.7	6.3
25.2	6.4	26.1	6.8
26.2	6.7	27.5	6.5
26.2	6.8	26.9	6.3
26.3	6.62	26.5	6.62 Mittel

Hieraus ist zu ersehen, dass die Ablenkungen bei der Quecksilberlampe ungefähr viermal

grösser sind als die unter ähnlichen Verhältnissen mit der Iridium-Funkenstrecke zu erzielenden. Andere Vergleiche mit verschiedenen Kapazitäten und Induktanzen in den Stromkreisen ergaben gleichfalls beträchtlich grössere Ablenkungen mit der Quecksilberlampe als mit der Funkenstrecke. Mit ersterer war der Funken am Sekundärkreise einer Tesla-Spule gleichfalls 4—5 mal länger, als man ihn mit der Iridium-Funkenstrecke erzielen konnte. Die grössere Funkenlänge, die man mit dem Tesla-Apparat erhielt, deutete jedoch nicht auf einen Zuwachs der Gesamtwirkung in der Sekundärspule, da die Funken weniger zahlreich gewesen sein konnten. Daher wurde ein Versuch mit Induktion zwischen Drahtschlingen vorgenommen. Das Ergebnis zeigt, dass die zwischen den Stromkreisen übermittelte Gesamtenergie mit der Quecksilberlampe ungefähr viermal grösser war als mit der Funkenstrecke. Die hier angegebenen

L C P Dunkelraum

Fig. 5.

Resultate beziehen sich natürlich nur auf die besondere Form von Stromkreisen und auf die spezielle Vakuumfunkenstrecke, die ich angewandt habe. Ich habe auch einige Versuche mit verschiedenen offenen Stromkreisen angestellt, wie diese in der drahtlosen Telegraphie verwandt werden; die Ergebnisse sind jedoch noch nicht so weit, dass ich sie anführen könnte.

3. Resonanz.

Wegen der Regelmässigkeit der Quecksilberfunkenstrecke lässt sich diese mit Vorteil bei der Untersuchung der Resonanz zwischen Hochfrequenzstromkreisen anwenden; z. B. lassen sich die bei diesem Versuche benutzten geschlossenen Schleifen ganz genau vermittels dieser Funkenstrecke und der oben beschriebenen Instrumente abstimmen. Mit einem festen Senderkreis wurde die Kurve der Figur 4 (vorige Seite) vermittels einer einzigen Beobachtungsreihe erzielt, bei der der Luftkondensator im Empfängerkreise von 6 bis auf 21 Platten variiert wurde. Die Kapazitäten sind als Abszissen aufgetragen, während die Ablenkungen in Centimetern durch die Ordinaten dargestellt werden. Die Kapazität ist für jede Platte des Luftkondensators 248 cm. Die Kapazität bei Resonanz lässt sich bis auf 1—2 Prozent leicht bestimmen. Ich bin z. Zt. mit Versuchen an industriellen Stromkreisen für drahtlose Telegraphie an Stelle geschlossener Schlingen beschäftigt.

Einige mit einem rotierenden Spiegel (Fig. 5) aufgenommene Photographien der Quecksilberfunkenstrecke und des gewöhnlichen Funkens in Luft zwischen Kadmiumelektroden sind auf Fig. 10—14 dargestellt.

D G C T B

Fig. 6.

Wenn die Quecksilberfunkenstrecke in Thätigkeit direkt mit dem Auge beobachtet wird, ohne dass man einen rotierenden Spiegel benutzt, so sieht man eine intensive Leuchterscheinung durch die ganzen Röhren hindurch, während ein helles Aufblitzen von beiden Elektroden aus um die Berührungslinie des Quecksilbers mit dem Glase geht. Es sieht aus, als ob eine grosse Zahl dieser kleinen Feuerspringbrunnen gleichzeitig spielten. Der rotierende Spiegel zeigt jedoch, dass sie gewöhnlich nacheinander auftreten; jedes kleine Aufleuchten geht durch die verschiedenen Schwingungsserien und vergeht, bevor ein anderes Aufblitzen eintritt. Es ist daher nicht schwierig, die Expositionszeit so kurz zu wählen, dass nur ein Auf-

leuchten mit den Oszillationen, die dazu gehören, auf der Platte sichtbar wird. Dadurch, dass man die Röhre mit einem Diaphragma versah, und die Stellung der empfindlichen Platte danach wählte, konnte man die Bilder in Fig. 10, 12 und 14 so einrichten, dass nur die Beleuchtung der näheren Elektrodenbereiche darauf kam. Der Spiegel drehte sich in der Richtung von der Unterseite der Zeichnung nach der Oberseite.

In Fig. 10, 12 und 14 wurde Licht, das hell genug war, um die photographische Platte zu beeinflussen, nur von der einen Elektrode, der Kathode, erhalten. Die Belichtung ist zu kurz, um die Vorgänge an der Anode zu zeigen. Durch Benutzung einer grösseren Kapazität und einer grösseren Induktanz lässt sich die Oszillationszeit so erhöhen, dass die Belichtung zur Erzielung eines schwachen Eindruckes von der Anode ausreicht. Dieses wurde in einem Falle gemacht, wo die Kapazität 0,117 Mikrofarad, die Induktanz 0,0071 Henry und die Oszillationszeit daher 0,000178 Sekunden betrug. Das erzielte Bild, das ich hier nicht wiedergebe, zeigte, dass während des Vorhandenseins des hellen Lichtpunktes an der Kathode auch ein schwaches Glimmlicht vorhanden ist, welches sich über die ganze Anodenfläche ausbreitet.

Diese Ergebnisse deuten darauf hin, dass der Strom, dessen Wirkung hier photographiert wird, genau von demselben Charakter, wie der Quecksilberlichtbogen ist, nur dass der Strom mehrere Male während der Kondensatorentladung sich umkehrt. Beim Quecksilberbogen mit Gleichstrom bedeckt sich nämlich die Anode mit einem schwachen Glimmlicht über die ganze Fläche, während das Kathodenbereich, abgesehen von einem sehr kleinen Lichtfleck von ausserordentlicher Helligkeit, ganz dunkel ist.

Ein wichtiger Umstand bei den mit Hilfe der Quecksilberfunkenstrecke erzielten Bildern ist der, dass die Eindrücke so scharf sind (auf dem Negativ), dass ihr gegenseitiger Abstand (vergl. Fig. 10 und 14) mit grosser Genauigkeit sich messen lässt, weswegen diese Form der Funkenstrecke für die photographische Messung der Dauer einer Kondensatorentladung nützlich wird. Zum Beispiel wurden die in Tabelle II wiedergegebenen Werte in Sekunden einer Doppelschwingung erhalten.

Tabelle II.

23 Platten im Glaskondensator.

Induktanz	Spule I und Zuleitungen	Zuleitungen	Spule II und Zuleitungen
Zeit in Sek.	2.30×10^{-5}	$.588 \times 10^{-5}$	7.90×10^{-5}
	2.30	.585	8.03
	2.28	.584	8.10
	2.29	.585	8.12
	2.30	.584	7.90
	2.30		8.12
	2.29		8.03
Mittel	2.295	.585	8.03
Mittlerer Fehler	.3 %	.2 %	.9 %

Die Messungen in der letzten Spalte wurden mit einer Kadmium-Funkenstrecke an Stelle der Quecksilberlampe vorgenommen und zeigen grössere Abweichungen, als die mit der Vakuumfunkenstrecke erhaltenen Zahlen.

Ähnliche Messungen wie die in Tab. II wurden bei der Bestimmung der Kapazität der Kondensatoren und der Induktanz der Leitungen

Fig. 7. Kalorimeter A.

Fig. 8. Kalorimeter B.

benutzt, da diese Grössen für die Diskussion von Kapitel 6 dieser Arbeit erforderlich sind. Die Bestimmung dieser Grössen wurde in folgender Weise vorgenommen:

Spule 1 und Spule 2 waren mit grosser Genauigkeit gewickelt, und ihre Induktanzen, L und L liessen sich aus ihren geometrischen Dimensionen berechnen:

$L_1 = 1{,}06 \times 10^5$ magnetische Einheiten,
$L_2 = 14{,}1 \times 10^5$ do. do.

Wenn L die unbekannte Induktanz der Leitungen ist, so können wir nach Thomsons Formel aus Tabelle II entnehmen:

$$2\pi\sqrt{(L_1 + L)C} = 2{,}295 \times 10^{-5} \quad (1)$$

$$2\pi\sqrt{LC} = 0{,}585 \times 10^{-5} \quad (2)$$

$$2\pi\sqrt{(L_2 + L)C} = 8{,}03 \times 10^{-5} \quad (3)$$

Wenn C aus (1) und (2) eliminiert wird, so erhalten wir

$L = 0{,}073 \times 10^{-5}$, was durch Substitution in (2)
$C = 0{,}1175 \times 10^{-15}$ magnetische Einheiten,
$= 1{,}05 \times 10^5$ cm ergiebt.

Ebenso erhält man aus Gleichung (3)
$C = 1{,}04 \times 10^5$ cm.

Auf diese Weise wurde die Induktanz der Zuleitungen und die Kapazität der Kondensatoren in einer Anzahl Fällen bestimmt (Tab. III), um bei der Diskussion der in Kapitel 6 für den Widerstand der Vakuumfunkenstrecke erhaltenen Resultate verwandt zu werden.

Tabelle III.

n = Plattenzahl im Kondensator
T = Periode in Millionstel Sekunden bei der Entladung nur durch die Zuleitungen
T' = Periode bei der Entladung durch die Zuleitungen und 0.009106 Henry in Serie

n	T	T'	Induktanz der Zuleitungen in Henry (ber.)	Kapazität in Mikrofarad (ber.)
3	2.39	7.76	.0000111	.0130
7	3.78	12.1	.0000116	.0313
19	6.14	18.6	.0000130	.0730
24	7.48	23.5	.0000120	.1170

Die Kapazitäten waren bis auf 1 Prozent genau. Die Induktanzen sind als Differenz bestimmt worden und können daher einen Fehler bis zu 2 Prozent enthalten.

4. Photogramme mit dem rotierenden Spiegel.

Beim Suchen nach einer Erklärung für die grössere Gleichförmigkeit und Wirksamkeit der Quecksilberfunkenstrecke zur Erzeugung einer induktiven Wirkung zwischen Stromkreisen habe ich eine Reihe von Photogrammen von Kondensatorentladungen durch die Quecksilberlampe aufgenommen. Zu diesem Zwecke wurde der frühere Apparat mit rotierendem Spiegel benutzt (Fig. 5). Der Konkavspiegel M hat eine Brennweite von 1,52 Metern und wird mit einem Batteriemotor von einer Geschwindigkeit von 20—70 Umdrehungen pro Sekunde betrieben. Quecksilberlampe, Spiegel und Platte befinden sich in einem lichtdichten Kasten, dessen die photographische Platte tragendes Ende in einen dunklen Raum hineinragt. Keine Seite der empfindlichen Platte ist gedeckt, so dass der Beobachter, der den Kondensator mit einem Hochspannungstransformator in der Weise ladet, dass er in dem dunklen Zimmer einen Umschalter bethätigt, ein Aufblitzen auf der Platte sehen kann, wenn dieselbe getroffen wird. Er kann wirklich jede Oszillation ganz gut sehen, obwohl dieselben in gewissen Fällen nur einen Bruchteil einer Millionstel Sekunde dauern.

Um die Entladungszeit zu messen, stellte man die Geschwindigkeit des Spiegels in folgender Weise vermittels einer stroboskopischen Vorrichtung (Fig. 6) fest: Eine kleine Aluminiumscheibe D, auf der abwechselnd schwarze und weisse Sektoren verzeichnet sind, ist an der Spiegelachse befestigt. Die Scheibe wird durch Aufblitzen einer Geissler-Röhre G periodisch beleuchtet, welche mit dem Sekundärkreis eines Induktionsapparates C in Verbindung steht, dessen Primärkreis mit einer elektrisch betriebenen Stimmgabel T unterbrochen wird. Die Stimmgabel macht in der Sekunde 256 Schwingungen. Die Scheibe enthält 12 schwarze Sektoren, so dass die Scheibe stillzustehen scheint, wenn sie $^1/_{12}$ Umdrehung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Blitzen in der Röhre aus-

führt. Durch Beobachtung der Scheibe (mit einem durch die Wand des dunklen Raumes gehenden Fernrohr und indem man den Widerstand in dem Felde des den Spiegel betreibenden Motors einstellt) kann man daher die Scheibe zu anscheinender Ruhe bringen. Dann führt der Spiegel den zwölften Teil von 256, d. h. 21,33 Umdrehungen pro Sekunde aus. Andere anscheinend stationäre Einstellungen der Scheibe entsprechen Geschwindigkeiten von 42,66 und 64 Umdrehungen pro Sekunde. Es ist nicht schwierig, diese Geschwindigkeiten mit einer Genauigkeit von $^1/_{10}$ bis $^2/_{10}$ Prozent einzustellen.

Fig. 9.

Die Quecksilberfunkenstrecken, von denen die nachstehenden Photographien aufgenommen wurden, waren so eingerichtet, dass die Quecksilberflächen nahe aneinander kamen (ungefähr 1 cm), so dass das Bild beider Elektroden auf der Platte fast zusammenfiel.

5. Photogramme, aus denen die Geschwindigkeit hervorgeht, mit der sich die Quecksilberfunkenstrecke wieder einstellt.

Die mit dem rotierenden Spiegel aufgenommenen Photographien der Quecksilberfunkenstrecke zeigen, dass, wenn der Kondensator in Serie mit derselben auf genügend hohes Potential geladen wird, der Gasraum in der Glocke einigermassen leitend wirkt, und dass diese Leitfähigkeit während einer Reihe von Schwingungen andauert. In dieser Hinsicht lässt sich kein Unterschied beobachten zwischen der Wirkung der Quecksilberfunkenstrecke und der gewöhnlichen Entladung des Kondensators zwischen Metallelektroden in der Luft. Dies deutet darauf hin, dass der Vorteil der Vakuumfunkenstrecke in der Geschwindigkeit liegen dürfte, mit der sich das nichtleitende Verhalten einer solchen Funkenstrecke nach dem Durchgange der Entladung wieder einstellt, so dass der mit dem Transformator verbundene Kondensator sich wieder auf hohes Potential laden und auf diese Weise wieder schnell eine grosse Reihe von Schwingungen ausführen kann.

Um diesen Punkt zu untersuchen, wurde eine grosse Anzahl von Photographien (Fig. 15 bis 18) von dem Quecksilberunterbrecher und der Funkenstrecke in Luft aufgenommen, um festzustellen, wie oft verschiedene Reihen von Schwingungen während einer einzigen Periode des ladenden Transformators vorhanden sind. Die Bilder wurden auf Films oder auf Blättern Bromidpapier aufgenommen, welche auf einer schnellrotierenden Scheibe befestigt waren. Das Bild der Funkenstrecke wurde vermittels einer Linse von kurzer Brennweite auf das empfindliche Papier oder den Film entworfen. Um ein Aufeinanderfallen der Bilder auf dem Film zu verhindern, wenn die Scheibe mehr als eine Umdrehung während der Belichtung ausführte, wurde die Linse in ein Pendel eingesetzt, und das Exponieren in der Weise vorgenommen, dass man die Linse hinter einer Blende gegenüber dem rotierenden Film hin- und herschwingen liess. Auf diese Weise brachte man es dazu, dass das Bild sich nicht in einem Kreise bewegte, sondern auf den Film eine Spirale zeichnete. Mit einem solchen Apparat war die Bewegung zu langsam, als dass die Entladung sich in Einzelschwingungen aufgelöst hätte. Andererseits machte jede Schwingungsserie, die eine vollkommene Entladung darstellte, auf der Platte einen Eindruck. Die Geschwindigkeit des Motors liess sich so variieren, dass ein bis vier Perioden des Transformators auf die Umdrehung kamen. Die Periode des Transformators, $^1/_{60}$ Sekunde, diente als Mass für die Geschwindigkeit des Motors.

Simon und Reich[1]) haben bereits nach einer photographischen Methode bewiesen, dass während jeder halben Periode des Transformators mehrere Entladungen eintreten können,

1) Diese Zeitschr. **4**, 364, 1903.

Offenbar hängt die Zahl dieser vollständigen Entladungen mit den einzelnen Schwingungsserien von der Kapazität des Kondensators, ferner von der Induktanz des Sekundärkreises des Transformators und dem Potential an den Polen des Sekundärkreises ab. Wenn man bei gegebenem Sekundärkreise das Ladungspotential durch Erhöhung der Stromstärke im Primärkreise des Transformators erhöht, so nimmt auch die Zahl der Ladungen und Entladungen zu. Das gleiche gilt von abnehmender Kondensatorkapazität.

Fig. 10. Fig. 11.

Fig. 12. Fig. 13.

Fig. 14.

Bei grosser Kapazität ist die während einer halben Periode auftretende Zahl von Entladungen nur klein. Auf Fig. 15 (C=0,117 Mikrofarad, V= 15000 Volt) treten nur eine oder manchmal zwei Entladungen während einer Halbperiode des Transformators auf. Auf diesem Bilde ist die ganze Quecksilberdampfsäule zugleich mit den hellen Elektrodenflecken abgebildet, während die Pole der Funkenstrecke natürlich keinen Eindruck auf den Film machten. Die Bilder sind auf dem Film spiralförmig angeordnet. Da während jeder Entladung ver-

Fig. 15.

Fig. 16.

schiedene Oszillationen auftreten, so sind beide Elektroden hell.

Wenn man die Spannung im Transformator konstant erhält, und die Kapazität etwa um das Dreissigfache reduziert, so erhält man Fig. 16. Bei der Aufnahme dieser Photographie wurde, um Verwechselung zu vermeiden, der grösste Teil der Röhre mit einem Papierschirm überdeckt, der nur die Elektroden und den unteren Teil der zu photographierenden Röhre frei liess. In diesem Falle ($C = 0{,}0043$ Mikrofarad, $V = 15000$ Volt) treten während der Halbperiode des Transformators, die $^1/_{120}$ Sekunde beträgt, ungefähr 60 vollständige Entladungen auf.

Durch weitere Erniedrigung der Kapazität der Kondensatoren und Erhöhung des Transformator-Potentials lässt sich die Zahl der Entladungen bedeutend erhöhen und die Ruheperiode beim Umkehren eines Kreisprozesses klein machen, so dass der Versuch von Simon und Reich, die Quecksilberfunkenstrecke mit Gleichstrom zu bethätigen, sich annähernd verwirklichen lässt, wenn man den Transformator als Stromquelle benutzt.

Die Ähnlichkeit der Bildverteilung zu Beginn einer Serie und am Schluss einer Serie zeigt, dass die gemeinsame Wirkung einer Anzahl von Entladungen die Röhre nicht so leitfähig macht, dass aufeinander folgende Entladungen abgeschwächt würden.

Vermittels einer kleinen Leydener Flasche als Kapazität und eines Ladungspotentials von 15000 Volt war ich in der Lage, über 200 vollständige Entladungen, von denen eine jede aus einzelnen Schwingungsserien bestand, während einer halben Periode ($^1/_{120}$ Sekunde) des Ladungstransformators zu erzielen. Diese vollständigen Entladungen, die jede eine grosse Zahl von Schwingungen enthielten, waren durch ein Zeitintervall von etwa 1 : 100000 Sekunde getrennt; und doch war jede Entladung scharf, wohldefiniert und regelmässig, und zeigte, dass selbst nach längerem Betriebe des Unterbrechers bei dieser Ladungsfrequenz die Röhre sich nicht mit leitendem Dampf oder leitenden Ionen anfüllte, so dass das Potential aufeinander folgender Entladungen bedeutend niedriger geworden wäre. Hierin scheint mir zu einem sehr erheblichen Teile der Vorteil der Cooper-Hewittschen Vakuumfunkenstrecke gegenüber der Funkenstrecke in Luft zu liegen.

Fig. 18 ist ein typisches Beispiel für das Verhalten eines Funkens in Luft, wenn ein hohes Potential zu seiner Erzeugung verwandt wird. Es ist dies ein negatives Bild eines Funkens zwischen Zinkelektroden, dasselbe ist mit einem rotierenden Film aufgenommen.

6. Der Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke.

Bei der Messung des durchschnittlichen Widerstandes der Vakuumfunkenstrecke habe ich eine kalorimetrische Methode benutzt, welche

der von Battelli und Magri[1]) bei ihrer Bestimmung des Widerstandes einer Funkenstrecke durch eine Reihe von Messungen an Kondensatorentladungen verwandten Methode ähnelt. Ein die Quecksilberlampe enthaltendes Kalorimeter wurde in Serie geschaltet mit einem einen bekannten Widerstand enthaltenden Kalorimeter. Die Entladung des Kondensators konnte, während dieser mit dem Transformator in Verbindung stand, eine genügende Zeit lang durch den bekannten Widerstand und die Funkenstrecke in Serie hindurchgehen. Da die Erwärmung der beiden Widerstände durch denselben Strom hervorgerufen wurde, so war die in den beiden Kalorimetern entwickelte Wärme zu ihren Widerständen proportional.

In Fig. 7 und 8 sind die Kalorimeter abgebildet. Fig. 7, S. 429 zeigt das Kalorimeter über der Quecksilberfunkenstrecke (Kalorimeter „*A*"). Bei seiner Konstruktion wurde eine Glasglocke über den Unterbrecher gesetzt und mit Fischleim und gebranntem Gips an eine dicke Glasplatte gekittet, welche mit 2 Löchern versehen war, durch welche die Zuleitungen zur Funkenstrecke hindurchgingen. In den Hals der Glocke war vermittels einer Schraubenverbindung eine Trichterröhre gesetzt, die oben mit einem Sperrhahn verschlossen war und mit einer horizontalen Glaskapillare in Verbindung stand, welche als Index benutzt werden sollte. Glocke, Trichterröhre und ein Teil der Kapillaren waren mit leichtem Transformatoröl angefüllt. Die Ausdehnung des Öles, die auf einer an der Kapillare befestigten Skala abgelesen wurde, diente als Mass für die in der Glocke entwickelte Wärme. Innerhalb des Öles wurde zur Verhinderung der Ausstrahlung schwarzes Papier lose um die Lampe geschlungen.

Fig. 17.

Zum Vergleich mit dem Kalorimeter „*A*" wurden zwei Kalorimeter „*B*" und „*C*" von verschiedenem Widerstande und von der in Fig. 8, S. 430 angegebenen Form konstruiert. Der Widerstand bestand aus einem geradlinigen Manganindraht, der mit Kupferfedern an dicken Platinstücken befestigt war, welche in die Enden eines 8 cm im Durchmesser haltenden Glasrohres eingekittet waren. Dieses Rohr war gleichfalls mit Öl angefüllt und mit einem Kapillarindex ähnlich wie der von Kalorimeter „*A*" versehen. Der Manganindraht wurde innerhalb der Röhre von kreisförmigen Glasscheiben axial getragen. Auf diese Glasscheiben wurde innerhalb des Öles mitten zwischen dem Drahte und den Röhrenwänden ein Cylinder aus

1) Diese Zeitschr. 3, 539, 1902.

schwarzem Papier gesetzt, um die Ausstrahlung zu verhindern. Der Widerstand der Manganindrähte der Kalorimeter „B" und „C" wurde auf einer Wheatstoneschen Brücke gemessen. Die Korrektion für Flächendurchgang war, wenn diese Drähte mit oszillierendem Strome benutzt werden sollten (sie wurde nach der Rayleighschen Formel bestimmt), wegen des hohen spezifischen Widerstandes des Drahtmaterials so klein, dass sie vernachlässigt werden konnte. Die Kalorimeter „B" und „C" hatten folgende Konstanten:

Kalorimeter	Drahtlänge in cm	Drahtdurchmesser in cm	Widerstand in Ohm
B	66	0,078	1,025
C	48	0,108	0,258

Um zu bestimmen, welche Wärmemenge einer Ausdehnung des Öles um 1 cm entsprach, wurden die drei Kalorimeter mit einem direkten Dynamostrom kalibriert, welcher durch die Röhre der Quecksilberfunkenstrecke und die beiden in Serie geschalteten Manganindrähte hindurchging. Der Strom wurde wie bei der Aronsschen Lampe in der Weise geschlossen, dass man die Röhre umkippte, so dass das Quecksilber der beiden Elektroden für einen Augenblick zusammenkam. Die in den 3 Kalorimetern durch den Kalibrierungsstrom verbrauchte Energie konnte nunmehr nach dem Strome, der Potentialdifferenz am Unterbrecher, dem Widerstand der beiden Manganindrähte und der Zeit berechnet werden.

Nachdem ich auf diese Weise die Wärmemenge erhalten hatte, die erforderlich war, um eine Ausdehnung um 1 cm auf der Skala jedes Kalorimeters zu geben, mass ich den Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke für die oszillierende Entladung bei verschiedenen Induktanzen und Kapazitäten des Entladungskreises. Ich stellte fest, dass der Widerstand der Vakuumfunkenstrecke mit Kapazität und Induktanz variierte.

Fig. 18.

Folgende Tabellen (Tabelle IV, V und VI) geben eine Reihe von Ergebnissen für den Widerstand der Vakuumfunkenstrecke bei verschiedenen Kapazitäten und Induktanzen wieder. Aus diesen Tabellen ist zu ersehen, dass der Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke mit zunehmender Kondensatorkapazität abnimmt, und dass dies auch bei abnehmender Induktanz des Entladungskreises der Fall ist.

Diese Thatsachen hätten sich vielleicht aus der Beziehung zwischen Potentialdifferenz und Strom beim Quecksilberlichtbogen mit Gleichstrom, und ebenso aus der Beziehung zwischen Kapazität, Induktanz und Strom bei der Kondensatorentladung vorhersagen lassen.

Bei Gleichstrom von grösserer Intensität als 3 Amp. ist die Potentialdifferenz am Queck-

Tabelle IV.

Induktanz = 0,000 110 Henry	Entladungspotential 7070 Volt			
Kapazität in Mikrofarad . .	0,0130	0,0313	0,0730	0,117
Periode Millionstel Sekunde	2,39	3,78	6,14	7,48
Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke in Ohm	0,29	0,23	0,16	0,12
	0,29	0,21	0,14	0,11
	0,23	0,22	0,13	0,14
	0,31	0,21	0,13	0,13
	0,27	0,23	0,14	0,13
	0,30	0,22	0,13	0,13
	0,29	0,21	0,13	0,13
Mittel	0,284	0,219	0,137	0,127
$R\sqrt{C}\times 10$	0,32	0,38	0,37	0,43

Tabelle V.

Induktanz = 0,000 117 Henry	Entladungspotential 7070 Volt			
Kapazität in Mikrofarad . .	0,0130	0,313	0,0730	0,117
Periode Millionstel Sekunde	7,76	12,1	18,6	23,5
Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke in Ohm	0,69	0,45	0,25	0,20
	0,66	0,48	0,23	0,20
	0,68	0,45	0,23	0,20
	0,63	0,48	0,24	0,18
	0,64	0,43	0,23	0,22
	0,69	0,43	0,24	0,20
	0,68	0,40	0,23	0,20
Mittel	0,657	0,444	0,236	0,20
$R\sqrt{C}\times 10$	0,76	0,78	0,64	0,68

Tabelle VI.

Induktanz = 0,00 142 Henry	Entladungspotential 7070 Volt
Kapazität in Mikrofarad	0,0730
Periode Millionstel Sekunde	64,7
Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke in Ohm	0,60
	0,60
	0,59
	0,63
	0,60
	0,59
	0,58
Mittel	0,598
$R\sqrt{C}\times 10$	1,62

silberbogen so ziemlich konstant, und zwar gleich 16 Volt bei der hier angewandten Röhre; deswegen

$$iR = \text{konst.} = 16. \tag{4}$$

Nun wird der Strom im einfachsten Falle einer Kondensatorentladung durch die Gleichung gegeben:

$$i = \frac{2\varepsilon C}{\sqrt{4LC - R^2C^2}}\, e^{-\frac{Rt}{2L}} \sin \omega t \tag{5}$$

Wenn der Widerstand im Vergleich zu $2\sqrt{\frac{L}{C}}$ zu vernachlässigen ist, so wird die Quadratwurzel aus den durchschnittlichen Quadratwerten von i (wenn man die Dämpfung vernachlässigt)

$$I = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\sqrt{C}}{\sqrt{L}} \cdot E. \tag{6}$$

Wenn die Beziehungen (1) und (3) genau richtig wären, so würden wir bei einer gegebenen Induktanz

$$\sqrt{C}\,R = \text{konst.} \tag{7}$$

erhalten, und für verschiedene Werte der Induktanz

$$\frac{\sqrt{C}}{\sqrt{L}} \times R = \text{konst.} \tag{8}$$

Wir dürfen nicht erwarten, dass die Beziehungen (7) und (8) genau richtig sind, da zunächst Gleichung (5) auf Grund der Annahme erhalten ist, dass der Widerstand im Entladungskreise von der Stromstärke unabhängig ist, was im Widerspruch zu 1 steht, und da zweitens Gleichung (4) bei kleinen Stromwerten nicht gilt.

Durch Prüfung der Versuchsdaten in Tabelle IV, V und VI findet man, dass die Induktanzbeziehung (8) sich nicht bestätigt. Andererseits ist bei konstanter Induktanz $\sqrt{C}\times R$ bei einer 8fachen Veränderung von C nahe genug konstant, um in gewissen Fällen, wo nur eine rohe Annäherung verlangt wird, von Nutzen zu sein.[1])

Um einen Vergleich mit dem Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke anzustellen, möge verwiesen werden auf die für den Widerstand des gewöhnlichen Funkens in der Luft erhaltenen Werte von Lindemann[2]) und Battelli und Magri.[3]) Bei demselben Entladungspotential und entsprechenden Kapazitäten und Induktanzen giebt Lindemanns Untersuchung für den Widerstand des Funkens in der Luft Werte, welche vielleicht drei- bis viermal so gross sind wie der Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke.

Andererseits sind die von Battelli und Magri für den Widerstand eines 2 mm langen Funkens in Luft zwischen festen Metallelektroden[4]) erhaltenen Werte ungefähr von derselben Grösse wie die Werte, die ich selbst für den Widerstand meiner Quecksilberfunkenstrecke erhalten habe. Die Entladungspotentiale waren in beiden Fällen annähernd dieselben.

1) Dieses Ergebnis ist nicht mit der von Lindemann für die Abhängigkeit für die Funkenenergie von der Kapazität gefundenen anscheinend genaueren Beziehung zu verwechseln.

2) Lindemann, Ann. der Physik **12**, 1012, 1903.

3) Battelli und Magri, diese Zeitschr. **3**, 539, 1902 und **4**, 181, 1902.

4) Battelli und Magri fanden bei Platiniridium und Kadmiumelektroden denselben Widerstand.

Lindemanns Beobachtungen wurden mit einer einzigen Entladung ausgeführt, während bei denen von Battelli und Magri sowie bei meinen eigenen eine grosse Anzahl von Entladungen stattfand, die in schneller Reihenfolge nacheinander übergingen. Letztere Anordnung dürfte den Verhältnissen entsprechen, unter denen der Widerstand am kleinsten ist. Ich fand jedoch, dass eine beträchtliche Änderung der Ladungsgeschwindigkeit keine nennenswerte Veränderung des Widerstandes der Quecksilberfunkenstrecke hervorrief.

VII. Das Vakuum des Cooper-Hewittschen Unterbrechers.

Um das Vakuum des Quecksilberunterbrechers schnell ändern und den zur Benutzung mit einem ungefähr 15000 Volt liefernden Transformator geeigneten Druck messen zu können, konstruierte ich den Apparat in Fig. 9, S. 431. Die Ansätze von Röhre I waren nicht mit Platinelektroden versehen, sondern blieben offen, und an sie wurden Kautschukröhren befestigt. Die anderen Enden der Kautschukröhren wurden mit Quecksilber enthaltenden Behältern in Verbindung gesetzt. Oben an die Röhre schmolz ich eine Kapillarröhre von gleichförmiger Ausbohrung an, welche oben mit einem Sperrhahn verschlossen war. Die Gefässe *BB* waren fest angebracht, und die Röhre I konnte mit offenem Sperrhahn gesenkt werden, so dass sie sich mit Quecksilber füllte. Röhre I wurde hierauf mit verschlossenem Sperrhahn bis zu einer Höhe gehoben, welche grösser als die Barometersäule war, und auf diese Weise luftleer gemacht. Die Ventile *TT* in den Ansätzen von I verhinderten die aus der Kautschukröhre entweichenden Luftblasen am Eintritt in die Röhre. Die Röhre, die auf diese Weise beliebig weit evakuiert werden konnte, wurde durch die Quecksilbersäulen in Serie mit dem Primärkreise eines Tesla-Transformators verbunden, dessen Sekundärkreisentladung als Prüfung für die Güte des Vakuums diente. Das Vakuum liess sich in der Weise messen, dass man I mit geschlossenem Sperrhahn senkte, und das noch vorhandene Gas unter atmosphärischem Druck in die Kapillare *C* einbrachte. Ich fand, dass der Tesla-Transformator bei der mir zur Verfügung stehenden Potentialdifferenz (15000 Volt) am besten funktionierte, wenn der Druck in der kalten Röhre vor der Entladung ungefähr 0,02 mm betrug. Wenn der Druck 2 bis 3mal grösser war, so lieferte die Röhre einen glänzenden Bogen, während der Funken an den Elektroden des Sekundärkreises nur schwach war. Bei Drucken, die niedriger waren als 0,02 mm (kalt) zeigte die Röhre eine blassgrüne Lumineszenz, welche dem Glimmlicht in einer Röntgenröhre einigermassen ähnlich sah. Unter diesen Bedingungen schienen sich die Kondensatoren nicht zu entladen.

Cambridge, Mass., Jeffersonsches Physikalisches Laboratorium, Harvard-Universität.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 2. April 1904.)

BESPRECHUNGEN.

Festschrift, Ludwig Boltzmann gewidmet zum sechzigsten Geburtstage. gr. 8. XII u. 930 S. mit 1 Porträt, 101 Abbildgn. im Text u. 2 Tafeln. Leipzig, J. A. Barth. 1904. M. 18.—

Nicht weniger als 117 Fachgenossen haben sich vereinigt, um Ludwig Boltzmann gelegentlich seines 60. Geburtstages den Tribut der Anerkennung und Dankbarkeit darzubringen. Die allgemeine Verehrung, deren sich Boltzmann erfreut, verdankt er sowohl seiner auf die Erhaltung und Weiterführung des Werkes der grossen Geister gerichteten wissenschaftlichen Arbeit, als auch seiner Persönlichkeit. Boltzmann hat manche wissenschaftliche Fehde zu bestehen gehabt, und er hat nie gezaudert, für seine Überzeugung in die Schranken zu treten; aber er hat stets mit offenem Visier gekämpft, und das sichert ihm auch die Hochachtung der Gegner.

Mit der kinetischen Gastheorie, an deren Ausbildung Boltzmann so hervorragenden Anteil hat, beschäftigen sich viele Mitarbeiter der Festschrift. „Über die mechanische Bedeutung der Temperatur und Entropie" verbreitet sich M. Planck. Er vergleicht Boltzmanns Definition dieser Grössen mit den von J. W. Gibbs in seinem Werke über statistische Mechanik gegebenen, und zeigt, dass für den Fall der stationären Bewegung vieler gleichartiger Teilchen, der nach der kinetischen Theorie dem Wärmegleichgewicht eines Gases entspricht, die verschiedenen Definitionen im wesentlichen zu demselben Ausdruck der Entropie führen. Jedoch die Gibbsschen Definitionen sind auf reversible Vorgänge beschränkt, während die Boltzmannsche Definition auch für irreversible Prozesse gilt und in dieser Hinsicht der erstgenannten überlegen ist.

An den Virialsatz knüpft H. A. Lorentz einige Bemerkungen an; dieselben beziehen sich einerseits auf die Ableitung der van der Waalsschen Zustandsgleichung, andrerseits auf die Bewegung eines Elektrons im Felde eines festen elektrischen Dipols; es wird gezeigt, dass die Bewegungsgleichungen des Elektrons in diesem Falle mit Hilfe des Virialsatzes sich integrieren lassen.

Für die Weiterbildung der van der Waalsschen Theorie giebt die Mitteilung von M. v. Smoluchowski beachtenswerte Anregungen. Es wird gezeigt, dass die den Wahrscheinlichkeitsgesetzen gemäss stattfindende Schwarmbildung der Moleküle unter Umständen Abweichungen von der Zustandsgleichung im Gefolge haben kann, nämlich dann, wenn die Wirkungssphäre der Molekularkräfte nicht mehr gross im Vergleich zu dem Raume ist, innerhalb dessen merkliche Dichtigkeitsunterschiede vorkommen.

Ein nicht minder eigenartiges Problem der Kinetik schneidet W. Nernst an, in seinem „Chemisches Gleichgewicht und Temperaturgefälle" überschriebenen Beitrage. Da das chemische Gleichgewicht einer Gasmischung mit der Temperatur sich ändert, so ruft ein Temperaturgefälle ein Gefälle der Partialdrucke der reagierenden Bestandteile hervor. Die Folge wird ein Diffusionsvorgang sein, der einerseits zu einer Modifikation des Massenwirkungsgesetzes, andrerseits zu einer Wärmekonvektion Veranlassung giebt, die sich über die gewöhnliche Wärmeleitung überlagert.

Bei der Formulierung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik wird bisweilen an Stelle der Entropie der Begriff der „nutzbaren Energie" oder der „maximalen Arbeit" gestellt. Es dürfte indessen eine Untersuchung der Frage, ob der zweite Hauptsatz sich mit Hilfe dieses Begriffs erschöpfend wiedergeben lässt, bisher nicht angestellt sein. Eine solche unternimmt C. H. Bryan in seiner Mitteilung: „The law of degradation of energy as the fundamental principle of thermodynamics." Er zeigt, dass sich aus der Erhaltung der Energie und der Abnahme der nutzbaren Energie in der That alle Gesetze der Thermodynamik ableiten lassen. Dabei ist die nutzbare Energie definiert als der maximale Betrag der Arbeit, die aus einem System gewonnen werden kann, und zwar durch Vorgänge, welche gewisse vorzugebende äussere Bedingungen nicht verletzen. Es stellt sich indessen heraus, dass der maximale Betrag der zu gewinnenden Arbeit wesentlich von der Art dieser äusseren Bedingungen abhängt; die nutzbare Energie hat mithin einen anderen Wert, je nachdem das System in ein Medium von gegebener Temperatur und gegebenem Druck eingebettet ist, oder in eine starre Hülle von gegebener Temperatur, oder endlich in eine starre adiathermane Hülle eingeschlossen ist. Während die Entropie eines Körpers nur von seiner inneren Beschaffenheit abhängt, hängt die nutzbare Energie auch von der Beschaffenheit, z. B. der Temperatur, der Umgebung ab. So entspricht denn einer jeden irreversiblen Zustandsänderung eines Körpers eine bestimmte Zunahme seiner Entropie, die Abnahme der nutzbaren Energie hingegen hängt von der Temperatur der Umgebung ab. Diese Unbestimmtheit der maximalen Arbeit wünscht C. H. Bryan mit Recht bei der Darlegung der Grundprinzipien betont zu sehen.

Von anderen in das Gebiet der Thermodynamik fallenden Beiträgen seien noch erwähnt der von van't Hoff „Über den Einfluss der Änderung der spezifischen Wärme auf die Umwandlungsarbeit", und der von F. Richarz „Theorie der verdünnten Lösungen ohne Benutzung des osmotischen Druckes". Auch die eigenartige Mitteilung von S. Arrhenius „Über die Anwendung der physikalischen Chemie auf serumtherapeutische Fragen" wird manchen interessieren.

Bekanntlich hat Boltzmann durch seine thermodynamische Behandlung des Maxwellschen Lichtdrucks den Grund zur neueren Entwickelung der Theorie der schwarzen Strahlung gelegt. Dem entspricht es, dass mehrere Mitarbeiter der Festschrift die Strahlungstheorie als Gegenstand gewählt haben. So giebt M. Abraham einen Beweis des Verschiebungsgesetzes, der von den zahlreichen, gegen den ursprünglichen Wienschen Beweis erhobenen Einwänden frei ist. Die Mittelwertsbildung über die verschiedenen Richtungen wird vermieden, indem nur ein einzelnes, dünnes Lichtbündel betrachtet wird, welches, unter einem beliebigen Winkel einfallend, von einem senkrecht zu seiner Ebene beliebig rasch bewegten Spiegel reflektiert wird. Der Spiegel braucht dabei nur für eine einzige Reflexion als ideal angenommen zu werden. Indem dem einfallenden Lichtbündel sowohl, wie auch den reflektierten, Energie, Bewegungsgrösse und Temperatur zugeschrieben wird, findet man auf Grund des Satzes von der Bewegungsgrösse, der beiden Hauptsätze der Thermodynamik und des Dopplerschen Prinzips, Beziehungen zwischen den Temperaturen, Helligkeiten und Schwingungszahlen der beiden Bündel, welche das Verschiebungsgesetz enthalten. Das Stefan-Boltzmannsche Gesetz wird nicht vorausgesetzt, sondern es ergiebt sich als Folgerung. Auch folgt für den normalen Druck des Lichtes auf den Spiegel ein Ausdruck, der unendlich wird, wenn die Geschwindigkeit des Spiegels die Lichtgeschwindigkeit erreicht. Es ist also die Erreichung der Lichtgeschwindigkeit aus-

geschlossen, sobald auch nur die geringste Strahlung auf den Spiegel fällt. Ist speziell für senkrecht einfallendes Licht p_0 der Druck auf einen ruhenden, p der Druck auf den bewegten Spiegel und β die auf die Lichtgeschwindigkeit bezogene Geschwindigkeit des Spiegels, so ist

$$p = p_0 \cdot \frac{1+\beta}{1-\beta}.$$

Im Widerspruch mit dieser exakt begründeten Formel befindet sich eine von W. Wien am Schlusse seiner Mitteilung aufgestellte, welche $p = \frac{p_0}{1-\beta}$, also in der Nähe der Lichtgeschwindigkeit nur den halben Druck ergiebt. Der Widerspruch rührt daher, dass W. Wien, da ihm die exakte Lösung des Reflexionsproblems für den bewegten Spiegel fehlt, den Lichtdruck auf den bewegten Spiegel einfach der Energiedichte gleich setzt, was doch nur für den ruhenden Spiegel erlaubt ist.

Übrigens behandelt W. Wien ausführlicher ein ganz anderes Problem, nämlich die Theorie eines bewegten leuchtenden Punktes. Er berechnet auf Grund des Poyntingschen Satzes die Strahlung durch eine ruhende, den leuchtenden Punkt einschliessende Fläche, und erhält Formeln, die er im Widerspruche mit den vom Referenten in § 9 seiner Arbeit über die Prinzipien der Dynamik des Elektrons aufgestellten findet. Den Grund dieses Widerspruches zu finden, überlässt er dem Leser. Diesem fällt ein Grund für das abweichende Resultat alsbald auf. W. Wien berechnet nämlich die Energie, die in einem bestimmten Zeitintervall τ durch die ruhende Fläche strömt, der Referent hingegen diejenige Energie, welche das Elektron während einer bestimmten Zeit τ aussendet. Will man diese letztere mit Hilfe des Poyntingschen Satzes bestimmen, so hat man für jedes Element der ruhenden Fläche diejenige Zeit τ' in Rechnung zu setzen, während deren die in der Zeit τ entsandte Welle durch die Fläche tritt; wird z. B. für ein schwingendes, und gleichzeitig translatorisch bewegtes Elektron für τ die Schwingungsdauer gesetzt, so ist τ' die an dem betreffenden Punkte von einem ruhenden Beobachter wahrgenommene, d. h. die gemäss dem Dopplerschen Prinzip veränderte Schwingungsdauer. Bestimmt man für jedes Flächenelement die in der Zeit τ' hindurchgeströmte Energie, und integriert alsdann über die ruhende Fläche, so erhält man die gesamte Energie, welche das Elektron während der Zeit τ ausgesandt hat. Diese letztere Definition der Strahlung des Elektrons ist für das vom Referenten am angegebenen Orte behandelte Problem der Emission von Röntgenstrahlen die einzige sachgemässe, da das Elektron nur während eines begrenzten Zeitintervalles τ eine Beschleunigung erfährt, und man die Energie zu kennen wünscht, welche der während jenes Zeitintervalles erregte elektromagnetische Impuls in den Raum hinausträgt. Aber auch im Falle der bewegten Lichtquelle dürfte man als die während einer Schwingung stattfindende Strahlung die Energie zu definieren haben, welche die während einer Schwingung entsandten Wellen mit sich führen; diese berechnet sich nach dem Poyntingschen Satze durch Integration über eine ruhende, die Lichtquelle einschliessende Fläche, wobei aber nicht, wie bei Wien, für alle Punkte der Fläche die gleiche Zeit τ, sondern für jeden Punkt die Dauer τ' der daselbst stattfindenden Schwingungen in Rechnung zu setzen ist. Soviel zur Aufklärung jenes Widerspruchs. —

Verwandte Betrachtungen stellt J. Larmor an; er berechnet auf thermodynamischem Wege die Strahlung eines bewegten, schwarzen Flächenelements, wobei er bei Gliedern erster Ordnung in β stehen bleibt, und findet sie in Übereinstimmung mit den von H. A. Lorentz aus seiner Theorie gezogenen Folgerungen.

H. Kayser endlich beschäftigt sich mit der „Temperaturbestimmung strahlender Gase". Er bemerkt, dass die Verschiebung des Intensitätsmaximums der Linienspektren strahlender Gase mit der Temperatur wenigstens qualitativ ähnlichen Gesetzen folgt, wie bei den kontinuierlichen Spektren der festen Körper.

Auch viele Mathematiker haben dem Jubilar Festgeschenke dargebracht. So giebt A. Sommerfeld eine „besonders anschauliche Ableitung des Gaussischen Fehlergesetzes", J. Grünwald behandelt die „Ausbreitung der Wellenbewegungen in einem optisch zweiachsigen elastischen Medium". Er greift dabei auf die Methode der Fourierschen Integrale zurück, und es gelingt ihm, die Lösung auf eine für die Diskussion geeignete Form zu bringen. Er findet, dass die von einer periodischen Kraft hervorgerufene Wellenbewegung zwar entsprechend der elementaren Theorie auf Fresnelschen Wellenflächen fortschreitet, dass aber die Schwingungsphase nicht für alle Punkte der Wellenfläche die gleiche ist. Vielmehr sind die mit negativem Gaussischen Krümmungsmasse behafteten Teile der Wellenfläche gegen die übrigen in ihrer Phase um eine Viertelschwingung zurück.

E. Jahnke hat eine „einfache Anwendung der Vektorrechnung auf die Theorie der veränderlichen Ströme" beigesteuert. Er zeigt, dass hier, wie in so vielen Fällen, die Vektorsymbolik zu einer ebenso klaren und strengen, wie von überflüssigem Rechnungsbeiwerk freien Formulierung führt. Ein anderer Mathematiker, C. Neumann, vertritt den entgegengesetzten Standpunkt; er wünscht die „Quaternionenstenographie" vermieden zu sehen

insbesondere bei wichtigen und schwierigen Untersuchungen, da man sich hier weniger der Kürze, als der Strenge und Klarheit zu befleissigen habe. Noch weiter geht C. Frege, der den Vorwurf, „die logische Richtigkeit der Kürze des Ausdrucks zu opfern," gegen die gebräuchliche mathematische Symbolik überhaupt erhebt, und für eine Begriffsschrift plädiert.

Man sieht, wie Stimmen aus den verschiedensten Lagern zu einem Chorus sich vereinigen, um dem Jubilar zu huldigen. Im ganzen genommen, stellt die mit einem Bilde Boltzmanns versehene Festschrift ein würdiges Denkmal der Verehrung seiner Zeitgenossen dar.

M. Abraham.

(Eingegangen 3. März 1904.)

R. Klimpert, Entstehung und Entladung der Gewitter sowie ihre Zerstreuung durch den Blitzkamm. Eine meteorologische Betrachtung. 8. VIII. u. 203 S. Bremerhaven, L. v. Vangerow. 1902. gebdn. M. 2,—

Verf. schlägt vor, die Anlage von Blitzableitern derart zu gestalten, dass man das Gebäude mit „Blitzkämmen" versieht. Es ist das im Grunde nichts anderes als eine geländerartige Anordnung von vielen Spitzen, wie man sie häufig als ornamentalen Schmuck an Häusern mit sogen. französischen Dachstühlen antrifft.

Die Aufgabe des Blitzkammes besteht nach dem Verfasser nicht sowohl in der Bewahrung des Hauses vor Blitzschlägen, als vielmehr in der Verhinderung des Gewitters überhaupt; er soll somit der ganzen Gegend zugute kommen. Auch soll er durch Beseitigung der elektrischen Entladung den diese begleitenden Sturm und somit den Windschaden verhüten.

Im einzelnen liessen sich gegen manchen Abschnitt des Buches allerlei Einwände begründen, doch verdient namentlich die Geschichte des Blitzableiters in Deutschland einige Beachtung.

Nippoldt jun.

(Eingegangen 11. Februar 1904.)

M. Le Blanc, Lehrbuch der Elektrochemie. Dritte vermehrte Auflage, gr. 8. VIII und 284 S. mit 31 Figuren. Leipzig, Oskar Leiner. 1903. Mk. 6,—.

Das Buch erschien 1895 in erster Auflage. Seitdem ist eine ganze Reihe von Werken erschienen, die ähnliches anstrebten, keines aber, das als ein zuverlässigerer Führer für den Eintritt in das Gebiet bezeichnet werden dürfte. Die Arbeiten des Verfassers haben ja an wesentlichen Punkten fördernd eingegriffen und er hat in dem Lehrbuch mannigfache Gelegenheit gefunden, Ergebnisse darzustellen, die auf einem Felde erwachsen sind, das er zuerst urbar gemacht hat. Die vorübergehende Thätigkeit des Verfassers in der Technik macht sich vorteilhaft in der neuen Auflage geltend, indem die theoretischen Auseinandersetzungen vielfach durch Beispiele aus der Praxis belebt werden.

Coehn.

(Eingegangen 23. Februar 1904.)

Michael Faraday, Experimentaluntersuchungen über Elektrizität. Herausgegeben von A. J. von Oettingen, 20.—23. Reihe. 8. 174 S. und 11 Figuren im Text. (Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, Heft 140.) Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1903. Mk. 3,—.

Die vorliegenden Untersuchungsreihen Faradays umfassen seine magnetischen und diamagnetischen Arbeiten nebst allen Zusätzen. Die geniale Fähigkeit Faradays, durch wohlberechnete Fragestellung an die Natur ihr Schritt für Schritt ihre Geheimnisse zu entreissen, dokumentiert sich auch hier in der glänzendsten Weise und gestaltet die Lektüre der Arbeiten zu einem wahren Genuss. Es liegt ein ganz eigenartiger Reiz darin, genau die Wege erkennen zu können, welche ein so gewaltiger Geist wie derjenige Faradays gegangen ist. Schritt für Schritt führt die Untersuchung den Leser mit zwingender Logik weiter in der Erkenntnis der behandelten Erscheinungen.

Emil Bose.

(Eingegangen 9. März 1904.)

Berichtigung.

Der Arbeit des Herrn Arciero Bernini, „Über den Einfluss der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit des Natriums" **5**, 241, 1904 ist zur Überschrift folgende Fussnote beizufügen:

1) „Nuovo Cimento (5) **6**, Juli—August 1903."

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Bei der Versammlung der internationalen Vereinigung der Akademien in London ist Prof. Dr. E. Riecke in Göttingen zum Ehrendoktor der Universität Cambridge ernannt worden.

Dr. Ludwig Prandtl, Prof. an der Technischen Hochschule in Hannover, hat einen Ruf für technische Physik an die Universität Göttingen erhalten als Nachfolger des nach Danzig berufenen Professors Dr. Lorenz.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. | 1. August 1904. Redaktionsschluss für No. 16 am 3. August 1904. | 5. Jahrgang.

INHALT:

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die im Gasteiner Wasser enthaltene radioaktive Emanation.

Von Heinrich Mache.

(Vorläufige Mitteilung.[1])

J. J. Thomson und F. Himstedt haben gezeigt, dass Quellwässer eine radioaktive Emanation enthalten, die durch Auskochen oder Durchperlen von Luft aus ihnen entfernt werden kann. Es ist zu vermuten, dass die durch J. Elster und H. Geitel in der freien Atmosphäre, in besonderem Masse aber in den Erdkapillaren aufgefundene Emanation mit dieser in den Quellwässern enthaltenen identisch ist. Ihre gemeinsame Ursache ist dann darin zu suchen, dass nach Elster und Geitel gewisse Erdarten, wie Fango, besonders stark aber die Sedimente von Quellwässern eine radioaktive Substanz enthalten[2]), welche die Fähigkeit besitzt, Emanation zu entwickeln, die sich dann eben in Luft und Wasser vorfindet.

Die nächste Frage wird die nach den Eigenschaften dieser neuen aktiven Substanz sein, da die Kenntnis dieser Eigenschaften die Entscheidung ermöglicht, ob hier wirklich ein neuer radioaktiver Körper vorliegt oder einer der bereits bekannten.

Es behalten nun nach den Versuchen von Elster und Geitel die aus dem Fangoschlamm gewonnenen radioaktiven Produkte, wie auch die Quellsedimente ihre Wirksamkeit bei, es ist weiter festgestellt, dass die entwickelte Emanation bei derselben Temperatur kondensiert, wie die des Radiums (-150^0 C.)[1]) und dass auch das Gesetz des zeitlichen Abklingens ihrer Wirkung dasselbe ist, wie für Radiumemanation, dass also die Wirkung in 3,99 Tagen auf die Hälfte sinkt.[2])

Einen weiteren Beleg für die Identität der

1) Im Auszug mitgeteilt im Anzeiger der kaiserl. Akademie der Wiss. vom 23. Juni 1904.
2) Diese Zeitschrift **5**, 321, 1904.

1) F. Himstedt, diese Zeitschrift **5**, 212, 1904.
2) P. Curie und A. Laborde, Compt. rend. **138**, 1150, 1904.

in Frage kommenden Substanz mit Radium bilden die im folgenden im Auszug mitgeteilten Versuche, die mit dem an Emanation ungemein reichhaltigen Wasser der Gasteiner Therme vorgenommen werden konnten. Man vermutet schon seit längerer Zeit in diesem indifferenten, an Mineralbestandteilen ungewöhnlich armen und doch heilkräftigem Wasser ein radioaktives Agens und in der That haben vor kurzem P. Curie und Laborde[1]) gelegentlich einer Untersuchung des Emanationsgehaltes von Quellgasen auch das Gas der Gasteiner Therme untersucht und gefunden, dass es von allen untersuchten den weitaus grössten Betrag von Emanation enthält.

Bei den hier mitgeteilten Versuchen wurde die Emanation jedoch nicht dem Gase, sondern durch Durchquirlen von Luft dem Wasser selbst entnommen. Dieses war in Flaschen mit eingeriebenem Stöpsel eingefüllt worden und zwar bis zum Flaschenhals, da jeder grössere Luftraum über dem Wasser zu vermeiden ist, weil sonst die Emanation aus dem Wasser in die Luft ausströmt, bis ihr Partialdruck in Luft und Wasser der gleiche geworden ist. Wurde z. B. eine volle Flasche zur Hälfte geleert und der Emanationsgehalt der ersten Hälfte bestimmt, so wies nach mehrstündigem Stehen in halbleerer Flasche die zweite Hälfte ungefähr den halben Gehalt der ersten auf. Es steht dies im Einklang mit den Beobachtungen von Himstedt und v. Traubenberg[2]), durch welche die Gültigkeit des Daltonschen Gesetzes für die im Quellwasser enthaltene Emanation nachgewiesen wurde.

Die Methode der Untersuchung war die bekannte zuerst von Elster und Geitel eingeführte. Ein cylindrischer, innen mit Messingdrahtnetz ausgekleideter Glassturz von $15^3/_4$ l Inhalt wurde mit seinem abgeschliffenen Rande auf einen massiven Kupferteller aufgesetzt und durch Bestreichen mit etwas Vaselinfett genügend gedichtet. Unter dem Sturze stand ein Exnersches Elektroskop mit Bernsteinisolation und Spiegelablesung nach Elster und Geitel, auf das der cylindrische Zerstreuungskörper aufgesetzt war. Die Kapazität des Systems betrug 9·5 E. S. E. Das Ablesen des Elektroskops geschah durch ein Fenster aus Spiegelglas, das Laden vermittels einer Magnetnadel, die von aussen durch einen kleinen Stabmagnet zum Kontakt mit dem den Zerstreuungskörper tragenden Stifte gebracht und durch eine den Kupferteller isoliert durchsetzende Zuleitung geladen werden konnte. Zwei Hähne, der eine im Teller, der andere in einer Öffnung des Glassturzes eingekittet, ermöglichten die Ausführung der folgenden Operation. Es wurde nämlich vermittels eines durch einen Motor in einfacher Weise betriebenen Gummigebläses die unter dem Glassturz enthaltene Luft durch den einen Hahn aspiriert, weiter in heftigem Blasenstrom durch das untersuchte Wasser gepresst und hierauf über eine Chlorcalciumvorlage und durch den zweiten Hahn in den Apparat zurückgebracht. Bei einer Förderungsmenge von $3^1/_3$ l Luft pro Minute und bei einer Wassermenge von $^1/_4$ l war dann der Gleichgewichtszustand in längstens einer halben Stunde erreicht. Von da an wurde nach Abstellen des Motors ein weiteres regelmässiges Ansteigen der Leitfähigkeit der Luft im Apparate bemerkt, das auf die Wirkung der an allen Teilen des Apparates induzierten Aktivität zu setzen ist. Der nach ungefähr 4 Stunden erreichte Maximalwert sank dann langsam ab und zwar in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Curie und Laborde in vier Tagen auf die Hälfte.

Es schien zunächst die Entscheidung der Frage geboten, ob die Emanation auch im Wasser nach dem gleichen Gesetz abklingt wie in Luft. Zu diesem Zwecke wurden aus vier zu gleicher Zeit gefüllten Flaschen an verschiedenen Tagen Proben von je $^1/_4$ l mittels einer Pipette entnommen und auf die oben beschriebene Weise behandelt. An den erreichten Maximalwerten musste dann zunächst der auf die induzierte Aktivität entfallende Teilbetrag korrigiert werden. Das geschah in der Weise, dass der Apparat durch kräftiges Ausblasen gelüftet und hierauf das Abklingen der induzierten Aktivität beobachtet wurde. Der aus der erhaltenen Kurve für den Zeitpunkt Null extrapolierte Wert wurde dann in Abzug gebracht. In der folgenden kleinen Tabelle giebt M den Maximalwert der unter der Glocke erreichten Zerstreuung in Volt/Minuten, m den auf Rechnung der induzierten Aktivität zu setzenden Betrag. Die Differenz $M-m$ ist dann ein Mass für die Wirksamkeit der Emanation.

Zeit nach der Füllung	M	m	$M-m$	J_t
1 Tag	44,4	18,4	26,0	25,2
3 Tage	32,9	13,3	19,6	17,9
6 „	19,2	9,1	10,1	10,6
9 „	11,7	5,5	6,2	6,3

Es hat nun Frau M. Curie nachgewiesen[1]), dass für mit Radiumemanation gesättigte in geschlossenem Gefäss aufbewahrte Flüssigkeiten dasselbe Abklingungsgesetz gilt, wie für Radiumemanation überhaupt, d. h. ist J_0 die Wirksamkeit der Emanation zur Zeit Null, so ist sie nach t Tagen durch die Gleichung

1) l. c.
2) l. c. S. 130. 210.

1) Diss., S. 112, Paris 1903.

$$J_t = J_0 e^{-0{,}173 t}$$

gegeben. Die letzte Kolumne der obigen Tabelle enthält die für $J_0 = 30$ nach dieser Formel berechneten Werte. Sie geben an, bis zu welchen Beträgen die Aktivität einer Radiumemanation von der anfänglichen Intensität 30 in gleicher Zeit abgesunken wäre. Man sieht hieraus, dass die Wirksamkeit der im Gasteiner Wasser enthaltenen Emanation in verschlossenen Flaschen nach demselben Gesetze abklingt wie eine im Wasser gelöste Radiumemanation. Man wird zugleich schliessen können, dass im Gasteiner Wasser — wenn überhaupt — nur sehr geringe Mengen der radiumhaltigen Substanz selbst vorhanden sind, da sonst das Abklingungsgesetz ein anderes sein müsste.

Ausführlich wurde ferner in der oben beschriebenen Weise das für eine jede Emanation so charakteristische Abklingungsgesetz der induzierten Aktivität untersucht. Für durch Radium aktivierte Körper ist dieses Gesetz durch die Arbeit von P. Curie und Danne[1]) sehr genau bekannt. Hiernach ist es für eine mehr als 24 Stunden andauernde Einwirkung der Emanation durch die Differenz zweier Exponentialfunktionen gegeben, nämlich durch den Ausdruck

$$J_t = J_0 \left[4 \cdot 2 e^{-\frac{t}{2420}} - 3 \cdot 2 e^{-\frac{t}{1860}} \right],$$

wo t die Zahl der Sekunden bedeutet, von dem Moment an gerechnet, in welchem der aktivierte Körper dem Einfluss der Emanation entzogen wird.

Es wurde eine grössere Zahl derartiger Abklingungskurven beobachtet und zwar für verschiedene Emanationskonzentration und für Expositionszeiten, die zwischen 4 und 53 Stunden schwankten. Alle diese Kurven zeigen anfängliche Störungen, die sich über ein Intervall bis zu 40 Minuten erstrecken und die, wenn auch vermindert, selbst dann noch auftraten, wenn die Expositionszeit über 24 Stunden betrug. Der Charakter dieser Unregelmässigkeiten ist genau der gleiche, wie er von Rutherford an durch Radium induzierten Körpern beobachtet wurde und besteht in erster Linie aus einem raschen anfänglichen Abfallen der Aktivität innerhalb der ersten zehn Minuten.[2])

Ein Parallelversuch mit der einer schwachen, wässerigen Radiumchloridlösung entnommenen Emanation gab hier übrigens völlig gleiche Resultate. Sieht man aber von diesen Anfangsstörungen ab, so zeigt es sich, dass das Gesetz, nach welchem die durch Wasseremanation induzierte Aktivität abklingt, in ganz ausgezeichneter Weise durch die Formel von Curie und Danne dargestellt werden kann. Die folgende Tabelle lässt dies erkennen. Sie bezieht sich auf einen Versuch, bei dem die Emanation aus 2 l Wasser entnommen wurde, wodurch die Leitfähigkeit im Apparate auf das ungefähr 300fache ihres normalen Wertes gestiegen war. Die Expositionszeit betrug 4 Stunden. Der konstante, über dem normalen liegende Endwert ist natürlich in Abzug gebracht. Die erste Kolumne giebt die Zeit vom Abheben des Glassturzes an gerechnet, die zweite die beobachteten Werte in Volt/Minuten, die dritte die aus der Formel von Curie und Danne für $J_0 = 87{,}7$ berechneten.

Zeit in Minuten	J_t beob.	J_t ber.	Δ
31	65,0	67,6	+ 2,6
62	42,3	41,2	− 1,1
93	22,9	22,8	− 0,1
124	11,5	11,9	+ 0,4
155	5,8	6,0	+ 0,2
186	2,89	2,97	+ 0,08
217	1,49	1,44	− 0,05

J. J. Thomson erwähnt[1]), dass nach Versuchen von Adams die aus Cambridger Leitungswasser gewonnene Emanation nicht die Fähigkeit besitzt, ungeladene Körper zu aktivieren. Hierdurch würde sie sich wesentlich von Radiumemanation und von der aus der Gasteiner Quelle gewonnenen unterscheiden.

Die weitere Angabe, dass die auf negativ geladenen Flächen erregte Radioaktivität in etwa 45 Minuten auf die Hälfte sinkt, dürfte sich wohl auf die ersten 45 Minuten beziehen und findet sich dann in Übereinstimmung mit meinen Beobachtungen.

Schliesslich wurde noch das Wasser der Wiener Hochquellleitung in analoger Weise untersucht. Die aus demselben gewonnene Emanation zeigt in allen Stücken qualitativ das gleiche Verhalten, wie die der Gasteiner Therme. Im besonderen ist auch hier das Abklingen der induzierten Aktivität durch die Formel von Curie und Danne darstellbar. Doch verhalten sich die in gleichen Quantitäten der beiden Wässer enthaltenen Emanationsmengen ungefähr wie 1 : 1000.

Nach allem ist wohl anzunehmen, dass die meisten, wenn nicht alle der bisher untersuchten Quellwässer wirklich Radiumemanation enthalten. Das führt zur Vorstellung, dass in den tieferen Schichten der Erdrinde radiumhaltige Mineralien lagern, welche grosse Mengen von Emanation entwickeln, die dann zum Teil mit der Bodenluft und den Quellwässern zu Tage

1) Compt. rend. 136, 364, 1903.

2) Vgl. E. Rutherford, Radio-Activity, S. 262 u. 273, Cambridge (1904).

1) Naturw. Rdsch. 18, 395, 1903.

treten, ohne dass letztere aktive Substanz selbst in grösserer Menge mit sich führen.

Wien, II. phys. Inst. der Universität.

(Eingegangen 25. Juni 1904.)

Über die Natur der Strahlung gewöhnlicher Metalle.[1])

Von E. F. Burton.

Die von einer Anzahl Forschern angestellten Versuche[2]) haben gezeigt, dass die Leitfähigkeit einer in einem geschlossenen Metallgefäss eingesperrten Luftmasse von der Natur der Substanz abhängt, aus der die Gefässwände bestehen. Patterson verband mit seinen sich in dieser Richtung bewegenden Versuchen die Bestimmung der Leitfähigkeit der Luft unter verschiedenen Drucken und fand nur eine geringere Veränderung bei Benutzung eines kleinen Eisenblech-Cylinders als Behälter, wenn der Druck von einer bis ungefähr ein Drittel Atmosphäre reduziert wurde; unterhalb eines Druckes von einem Drittel Atmosphäre fand er, dass die Leitfähigkeit annähernd proportional zur Dichte der Luft variiert. Aus seinen Versuchen zog er den Schluss, dass die Leitfähigkeit der eingesperrten Luft wahrscheinlich von der Anwesenheit einer leicht absorbierbaren Strahlung der Wände des Behälters herrührte. In der gemeinsamen Arbeit von Professor Mc. Lennan und mir sind die Ergebnisse einer Beobachtungsreihe angegeben, welche die Schlussfolgerungen Pattersons nicht bestätigen. Bei unserer Untersuchung fanden wir, dass die Leitfähigkeit von gewöhnlicher in einem grossen Cylinder aus galvanisiertem Eisen eingeschlossener Luft proportional zur Dichte variiert innerhalb eines Druckbereiches, der sich von 500 bis auf 5 cm Quecksilber erstreckt. Nach diesem Ergebnis wurden wir zu der Schlussfolgerung veranlasst, dass die Leitfähigkeit der eingeschlossenen Luft zum grossen Teile von einer nicht leicht absorbierbaren Strahlung herrührte. Weitere Versuche haben gezeigt, dass wenigstens ein Teil dieser durchdringenden Strahlung seine Quelle ausserhalb des Cylinders hat, ein Ergebnis, dass durch die Versuche von Rutherford und Cook[3]) bestätigt wird.

Gegenstand der in vorliegender Arbeit zu beschreibenden Versuche war es, diese von einer äusseren Quelle herrührende durchdringende Strahlung möglichst völlig abzuhalten und die Natur der übrigen von den Wänden des Behälters ausgehenden Strahlung festzustellen.

Der hierbei angewandte Apparat ist dem bei den oben erwähnten Versuchen benutzten ähnlich. Die Luft war in einem 125 cm langen und 30 cm im Durchmesser haltenden Cylinder aus galvanisiertem Eisen eingeschlossen, wie ein solcher in Fig. 1 abgebildet ist. In eine

Fig. 1.

etwa 20 cm lange Röhre A, die oben in den Cylinder gesetzt war, wurde ein etwa 5 cm im Durchmesser haltender Ebonitstopfen gesteckt. Durch diesen wurde eine Messingröhre B hindurchgeschoben und in B ein zweiter Ebonitstopfen fest eingesetzt. Dieser zweite Stopfen trug einen Messingstab C, der fast bis auf den Boden des Cylinders reichte. Die Messingröhre B, welche während dieser Versuche fortdauernd geerdet war, diente als Schutzröhre und verhinderte jedes Eindringen von Elektrizität aus dem Cylinder nach dem Stab C durch die Ebonitstopfen. Der Stab C stand mit einem empfindlichen Elektrometer in Verbindung, und der Cylinder wurde auf etwa 240 Volt geladen erhalten. Die Leitfähigkeit wurde in der Weise gemessen, dass der Sättigungsstrom durch die eingeschlossene Luft nach dem Messingstab bestimmt wurde. Bei den Versuchen, die äussere Strahlung abzuhalten, wurde der Cylinder nacheinander in Wasser getaucht, welches in Trögen von verschiedener Grösse enthalten war; hierbei war alles sorgfältig isoliert.

Es kamen Tröge von 3 Grössen zur Verwendung, so dass ich bezw. Wasserschirme von der Dicke 10,5 cm, 24 cm und 60 cm erhielt. Die Abnahme der Leitfähigkeit in den einzelnen Fällen ist in Tabelle I angegeben.

Tabelle I.

Dicke des Wasserschirmes	Abnahme der Leitfähigkeit
10,4 cm	11,9 Prozent
24 „	15,4 „
60 „	32,4 „

1) Ref. einer vor der Amerik. Physik. Gesellsch. in der Sitzung vom 30. Dez. 1903 vorgetragenen Arbeit.

2) Mc. Lennan und Burton, Amerik. Physik Ges., Dez. 1902; Patterson Proc. Camb. Phil. Soc., XII. S. 44. Strutt, Nature, 19. Feb. 1903.

3) Rutherford und Cook, Amerik. Physik. Gesellsch., Dez. 1902. Cook, Phil. Mag. Okt. 1903. S. 403.

Diese Werte, welche zur Dicke der dem Cylinder umgebenden Wasserschichten annähernd proportional sind, werden von der Kurve in Fig. 2 dargestellt, aus der hervorgeht, dass

Fig. 2.

eine Wasserhülle von erheblich grösserer Dicke als 60 cm nötig sein würde, um die durchdringende Strahlung völlig abzuhalten. Da ein zu diesem Zwecke geeigneter Apparat nicht zur Verfügung stand, so wurden die Versuche mit Wasserschirmen nicht weiter fortgesetzt.

Tabelle II.

Druck in mm	Stromstärke in willkürlichem Masse	Druck in mm	Stromstärke in willkürlichem Masse
752	20,8	238	10,6
652	19,84	142	6,8
548	18,3	49	2,7
444	15,8	19	1,36
347	14,9		

Während der Apparat in den grössten Trog tauchte, wurde der Druck von 752 mm Quecksilber auf 19 mm verkleinert und die Leitfähigkeit bei verschiedenen Drucken gemessen. Die in Tabelle II aufgeführten und graphisch in Fig. 3 wiedergegebenen Werte zeigen, dass

Fig. 3.

die Leitfähigkeit wieder zum Druck fast genau proportional ist, dass daher der übrige Teil der Leitfähigkeit nicht auf Rechnung einer leicht absorbierbaren, sondern vielmehr auf die einer durchdringenden Strahlung kam.

Herrn Professor Mc. Lennan, unter dessen gütiger Leitung die Arbeit ausgeführt worden ist, bin ich zu aufrichtigstem Danke verpflichtet.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 29. April 1904.)

Über die Emanation des Phosphors.

Von G. C. Schmidt.

Seit meiner letzten Veröffentlichung[1]) über die Emanation des Phosphors ist eine ganze Anzahl von Abhandlungen[2]) über denselben Gegenstand erschienen, welche sich alle mehr oder minder gegen die von mir gegebene Erklärung der durch sich oxydierenden Phosphor der Luft erteilten Leitfähigkeit wenden. Ich habe diese Leitfähigkeit auf die bei der Oxydation sich bildenden festen Oxydationspartikelchen, also auf eine Staubwirkung zurückgeführt, während meine verehrten Gegner als Ursache der Leitfähigkeit die Entstehung von Ionen oder Elektronen ansehen. Einen vermittelnden Standpunkt nimmt Herr A. Uhrig[3]) ein, welcher der Meinung ist, dass sowohl durch die Gegenwart der Staubteilchen als auch durch die der Ionen die Leitfähigkeit hervorgerufen wird.

Indem ich mir vorbehalte, in einer ausführlichen Abhandlung auf die Einwände meiner Gegner zu antworten, möchte ich an dieser Stelle nur auf einige der vielen Widersprüche in ihren einzelnen Versuchsresultaten hinweisen. So findet Herr Harms bei gewöhnlichem Druck keinen Sättigungsstrom — bestätigt hiermit das von mir gefundene Resultat — schliesst aber hieraus im Gegensatz zu der von mir gegebenen Erklärung, dass nur die Elektronentheorie diese Resultate zu deuten vermöge. Herr Bloch findet dagegen einen Sättigungsstrom[4]) und schliesst hieraus, dass ebenfalls nur die Elektronentheorie dieses Ergebnis zu erklären vermag. Trotzdem somit die experi-

1) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. 10, 104, 1903; diese Zeitschrift 3, 475, 1902.

2) A. Gockel, diese Zeitschrift 4, 602, 1903; E. Bloch, C. R. 135, 1324, 1902; Soc. Franc. de Physique 20. Febr. 1903 und 19. Febr. 1904; Barus, Ann. d. Phys. 11, 1142, 1903; Elster und Geitel diese Zeitschrift 4, 457, 1903; F. Harms, diese Zeitschrift 4, 111 u. 436, 1903; 5, 93, 1904.

3) A. Uhrig, Diss. Marburg, 1903, S. 50—53.

4) In meiner ausführlichen Abhandlung werde ich nachweisen, dass dieses Resultat falsch ist und dass somit alle Folgerungen hieraus, wie die Geschwindigkeit im elektrischen Felde, Reaktionsgeschwindigkeit u. s. w. nicht, haltbar sind.

mentelle Grundlage der Blochschen Arbeit (nämlich das Vorhandensein eines Sättigungsstromes, worauf alle seine theoretischen Betrachtungen und sich daran anschliessenden Berechnungen beruhen) im schroffsten Gegensatz zu der von Herrn Harms steht, beginnt er seine Abhandlung mit dem Hinweis, dass Herr Harms bereits bewiesen habe, dass meine Theorie nicht richtig sei und Herr Harms schliesst seine zweite Abhandlung[1]) mit der Bemerkung, „dass auch E. Bloch zu dem Resultat gekommen ist, dass die Schmidtsche Annahme nicht haltbar ist."

Herr Harms zieht aus seiner Ionentheorie den Schluss, dass der von einem zur Erde abgeleiteten Stückchen Phosphor ausgehende Nebel stets zur nächsten Elektrode wandern müsse, die Herren Elster und Geitel finden dagegen experimentell, dass eine Teilung eintreten kann.

In seiner letzten Abhandlung hat Herr Harms seine ursprüngliche Theorie wesentlich modifiziert, indem er nicht mehr annimmt, dass die Ionen direkt bei der Oxydation sich bilden, sondern dass die sekundär mit der Phosphoroxydation verknüpfte Reaktion der Bildung bezw. des Zerfalls von Ozon die Ionen liefert. Diese neue Theorie steht in Widerspruch mit den Versuchen der Herren Elster und Geitel[2]), welche fanden, dass Ozon bei gewöhnlicher Temperatur nicht leitet. Diese Thatsache ist von Herrn Uhrig[3]) bestätigt worden. Erst bei höheren Temperaturen ist eine Ionisation beim Zerfall des Ozons nachzuweisen, aber diese ist von einer ganz anderen und zwar viel kleineren Grössenordnung als die durch Phosphor der Luft erteilte Leitfähigkeit. Nun wird das bei der Oxydation des Phosphors sich bildende Ozon, besonders wenn es durch einen langsamen über den Phosphor streichenden Luftstrom sofort aus dem Oxydationsbereich des Phosphors weggeführt wird, keine hohe Temperatur besitzen, besonders da auch bei seiner Bildung Wärme absorbiert wird; es ist daher völlig ausgeschlossen, dass die enorme, durch oxydierenden Phosphor hervorgerufene Leitfähigkeit den kleinen sich hierbei bildenden Ozonmengen zugeschrieben werden kann.

Auf die übrigen Einwände, welche gegen meine Erklärung erhoben worden sind, werde ich in meiner ausführlichen Arbeit zurückkommen; hier möchte ich nur noch einen Beweis von den Herren Barus und Harms gegen meine Theorie[4]) besprechen, da dieselben, wie ich von Fachgenossen gesprächsweise vernommen habe, als entscheidend angesehen werden. Herr Barus macht darauf aufmerksam, dass die Luft nicht dadurch leitend wird, dass man leitende Teilchen hineingiebt. Bei der konzentrierten Schwefelsäure, Salzsäure, Salpetersäure etc. ist die Abgabe der jedenfalls leitenden Nuclei etwa ebenso kräftig wie bei Phosphor und dennoch zeigt die umgebende Luft vorzügliche Nichtleitung. Diese für meine Theorie scheinbar verhängnisvolle Beobachtung erklärt sich sehr einfach. Denken wir uns eine geladene, isoliert aufgehängte metallische Kugel in einen Raum gebracht, in dem sich konzentrierte Salzsäure usw. befindet. Der Raum wird sich dann mit Salzsäurenebel, also kleinen Wassertröpfchen, welche Chlorwasserstoff gelöst enthalten, sättigen. Da diese leiten, werden sie von der Kugel angezogen; sie werden sich auf derselben niederschlagen und haften bleiben, ohne Elektrizität wegzuführen, d. h. die Luft isoliert, trotzdem sie leitende Partikelchen enthält. Ganz anders liegen die Verhältnisse, wenn die leitenden Teilchen, wie beim Phosphor, fest sind, sie werden dann von der Kugel angezogen, werden sich laden und dann wieder abgestossen. Thatsächlich kann man ja beobachten, wie der Phosphornebel von einem geladenen Körper angezogen und darauf abgestossen wird. Es hängt somit von dem Aggregatzustand der leitenden Teilchen ab, ob wir eine Leitfähigkeit beobachten oder nicht. Ich habe, glaube ich, in meiner vorigen Abhandlung genügend betont, dass nur, wenn die Teilchen fest sind, eine Staubwirkung zu beobachten ist. Durch Nahrwold[1]) ist ja auch thatsächlich die Leitfähigkeit durch Staubteilchen nachgewiesen.

Herr Harms[2]) führt folgenden Beweis gegen meine Theorie ins Treffen:

„Auf Grund seiner Beobachtungen über die Abhängigkeit zwischen Potentialdifferenz und Stromstärke kommt Herr Schmidt zu dem Schluss (l. c., S. 714), ‚dass ein Sättigungsstrom nicht vorhanden ist, und dass die Beziehung zwischen E. M. K. und Stromstärke, soweit sich das aus den etwas unregelmässigen Zahlen schliessen lässt, eine geradlinige ist'. Nun, diese Beobachtungen von Herrn Schmidt, die ich ja für höhere Potentiale bestätigen kann, sind der beste Beweis gegen seine Theorie. Eine lineare Abhängigkeit wird gerade von der Ionentheorie gefordert, während sie nach seiner eigenen Theorie nicht erwartet werden kann. Herr Schmidt erklärt zwar die lineare Abhängigkeit (l. c., S. 715): ‚die festen leitenden Teilchen werden an der unteren Platte bei doppelter E. M. K. auf ein doppeltes Potential geladen und nehmen daher die doppelte Elektri-

1) F. Harms, diese Zeitschrift **4**, 436, 1903.
2) Wied. Ann. **39**, 321.
3) A. Uhrig, Diss. Marburg 1903, S. 16—17.
4) F. Harms, diese Zeitschrift **4**, 438, 1903.

1) R. Nahrwold, Wied. Ann. **5**, 460, 1878.
2) F. Harms, l. c. 438—439.

zitätsmenge auf; infolgedessen ist auch der Elektrometerausschlag doppelt so gross. Es erklärt sich somit die geradlinige Beziehung zwischen E. M. K. und i in zwangloser Weise.' Dabei übersieht Herr Schmidt nur, dass ja ausserdem die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens bei doppelter Ladung und doppelter Feldstärke vervierfacht würde, dass also die übertragene Elektrizitätsmenge mit der dritten Potenz des Potentiales wachsen müsste. Von einer solchen Abhängigkeit ist nun absolut keine Rede; damit fällt wohl die ganze Schmidtsche Theorie."

Hierauf möchte ich erwidern, dass ich die Änderung der Geschwindigkeit der geladenen Teilchen keineswegs übersehen habe; ich habe sie nur deswegen bei meiner Erklärung nicht berücksichtigt, weil sie gar keine Rolle spielt. Befindet sich nämlich der Phosphor zwischen den beiden geladenen Platten, wie in meinem Apparat oder befindet er sich zwischen zwei koaxialen Cylindern, welche die Elektroden bilden, wie bei der Harmsschen Versuchsordnung, so werden die leitenden Teilchen bei einem bestimmten Gradienten — nehmen wir beispielsweise 50 Volt an — alle von der einen Elektrode nach der anderen geschleudert. Bei der doppelten E. M. K. werden sie ebenfalls alle und zwar mit doppelter Geschwindigkeit wandern; das Elektrometer wird sich anfangs schneller laden als im vorhergehenden Fall, dann aber nur langsam steigen, da jetzt keine leitenden Teilchen mehr vorhanden sind. Ich habe z. B. stets den Elektrometerausschlag nach 1 und 2 Minuten beobachtet. Nehmen wir nun an, dass sich in 1 Minute 1000 leitende Teilchen bilden, so werden diese bei einem bestimmten Gradienten alle nach oben geschleudert; bei der doppelten E. M. K. durchwandern sie zwar das Kraftfeld mit doppelt so grosser Geschwindigkeit, aber da nur 1000 auf das doppelte Potential geladene Teilchen vorhanden sind, so können sie trotz Veränderung der Geschwindigkeit das Elektrometer nur auf das doppelte Potential laden. In meiner ausführlichen Abhandlung werde ich eine Reihe von Beobachtungen mitteilen, aus denen hervorgeht, dass thatsächlich die Änderung der Geschwindigkeit keine Rolle spielt und es nur auf die Anzahl der leitenden Teilchen ankommt.

Zum Schluss möchte ich noch meinen Standpunkt klar präzisieren. Herr Harms schreibt: Bei der Streitfrage handelt es sich vor allem darum, ob Ionen bei der Oxydation des Phosphors entstehen oder nicht. Hierum dreht sich nach meiner Meinung der Streit nicht. Selbst ohne die Versuche von Herrn Uhrig, der nachgewiesen hat, dass bei der Zersetzung des Ozons Ionen entstehen, wobei es allerdings immer noch zweifelhaft ist, ob das bei der niedrigen Temperatur des sich langsam oxydierenden Phosphors sich bildende Ozon sich wirklich zersetzt, halte ich es für äusserst wahrscheinlich, dass einige Ionen sich bei der langsamen Verbrennung des Phosphors bilden. Da nämlich bei der Verbrennung mit Flamme stets Ionen auftreten, so können wir durch Analogie schliessen, dass auch beim Glimmen des Phosphors und ebenso des Schwefels Ionen entstehen, aber nur in verschwindender Anzahl. (Beim Schwefel und allen anderen sich langsam oxydierenden Körpern ist bisher eine Leitfähigkeit noch nicht nachgewiesen.) Nicht darum dreht sich also der Streit, ob Ionen entstehen oder nicht, sondern um die Frage, weswegen erteilt von allen sich langsam oxydierenden Körpern allein Phosphor der Luft eine so enorme Leitfähigkeit? Bis jetzt vermag ich behufs Erklärung dieser Thatsache keinen Grund einzusehen, der gegen meine Staubwirkungstheorie spräche, im Gegenteil sogar die letzten Beobachtungen von Herrn Harms sprechen ausserordentlich zu ihren Gunsten.

Da die beiden letzten Abhandlungen von Herrn Harms vorläufige Mitteilungen waren, und er seinen Standpunkt in der letzten so wesentlich modifiziert hat, dass ich nicht weiss, was er von seinen früheren Anschauungen aufrecht erhält und was verwirft, so halte ich vorläufig eine Fortsetzung der Polemik meinerseits für gänzlich unfruchtbar. Ich werde daher auch meine ausführliche Abhandlung zurückbehalten, bis die von Herrn Harms erschienen ist.

Physik. Institut Erlangen, 3. Juli 1904.

(Eingegangen am 5. Juli 1904.)

Über eine Vorrichtung zur Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung.

Von G. Lüdeling.

Je deutlicher es sich mit der Zeit zeigte, welche grosse Bedeutung die Ionentheorie von Elster und Geitel für die Erkenntnis der atmosphärischen Elektrizität besitzt, um so dringender machte sich der Wunsch geltend, neben den Registrierungen des Potentialgefälles auch solche der luftelektrischen Zerstreuung zu besitzen.

Schon im Jahre 1901 machte Herr Kann[1])-Leoben einen Vorschlag nach dieser Richtung hin, und erst vor kurzem berichtete Herr Sprung[2])-Potsdam über eine Idee zur automa-

1) L. Kann, Selbstregistrierender Apparat zur Messung der Elektrizitätszerstreuung der Luft. Diese Zeitschr. **2**, 621, 1901.

2) A. Sprung, Über eine automatisch wirkende Vorrichtung zur Erweiterung des Messgebietes der Registrier-Elektrometer. Nebst einer Bemerkung über die automatische Au-

tischen Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung, die sich im wesentlichen mit dem Kannschen Vorschlag deckt. Beide wollen die Zeit, innerhalb welcher ein bestimmter Spannungsabfall des Zerstreuungskörpers eines Elster- und Geitelschen bezw. Ebertschen Apparats stattfindet, vermöge eines Chronographen automatisch aufzeichnen lassen.

Mir erschien es lohnend, den Versuch einer derartigen Registrierung mit Hilfe des Benndorfschen mechanisch registrierenden Quadranten-Elektrometers vorzunehmen, um so mehr, als mir im April d. J. ein solches Instrument gerade zur Verfügung stand. Wenn dieses Elektrometer seiner verhältnismässig grossen Kapazität wegen von vornherein zu dem genannten Zweck auch als nicht sonderlich geeignet erscheinen musste, so durfte doch vielleicht gehofft werden, eine Registrierung zu erhalten, aus der man wenigstens einigermassen über den täglichen Gang der luftelektrischen Zerstreuung Auskunft erhalten konnte. Damit würden aber schon wertvolle Anhaltspunkte gegeben sein, speziell über den Zusammenhang der Zerstreuung mit dem Potentialgefälle sowie den meteorologischen Elementen.

Mehrfache Vorversuche liessen das Vorhaben auch als nicht ganz aussichtslos erscheinen, so dass daraufhin eine provisorische Einrichtung zur Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung getroffen wurde, die unter Hinzufügung einiger Ergebnisse in nachfolgendem kurz skizziert werden soll.

Vor einem Nordfenster des Turmes des Meteorologisch-magnetischen Observatoriums in Potsdam, ungefähr 26 m über dem Erdboden, ist ein sehr gut isolierter Zerstreuungskörper aufgestellt, der durch einen ebenfalls auf das sorgfältigste isolierten und draussen auch noch elektrostatisch geschützten Zuleitungsdraht mit einem Benndorfschen Quadranten-Elektrometer verbunden ist. Das letztere steht auf einer Wand-Konsole im Innern des Beobachtungsraumes.

Den Zerstreuungskörper bildete in der ersten Zeit eine geschwärzte Messingkugel von 13 cm Durchmesser, die unter einem hinreichend grossen Schutzdach (von 40 cm Durchmesser) aufgestellt war. Ende April, als ich in dienstlichem Auftrage von Potsdam abwesend war, liess Herr Prof. Sprung diese Kugel durch einen Cylinder von 22 cm Durchmesser und 20 cm Höhe ersetzen.

Die Aufstellung ist also die gleiche wie beim Zerstreuungsapparat von Elster und Geitel. Wenn dieselbe auch an manchen Unvollkommenheiten leidet, wenn sie insbesondere auch nur relative Werte giebt, so empfahl sich ihre Anwendung doch insofern, als sie jedenfalls am leichtesten einzurichten war und als es sich überhaupt nur um einen ersten Versuch einer Registrierung handelte, bei dem vor allem die Brauchbarkeit des Benndorfschen Elektrometers festgestellt werden sollte. Von vornherein wurde in Aussicht genommen, später das Ebertsche Aspirations-Prinzip in Anwendung zu bringen. In letzter Zeit angestellte Versuche haben ergeben, dass dasselbe sehr wohl möglich sein wird.

Die bisherige Registrier-Anordnung war nun die folgende (s. Fig. 1):

Fig. 1.

Der isoliert aufgestellte Zerstreuungskörper K ist mit dem Benndorfschen Quadranten-Elektrometer E verbunden und wird von halber zu halber Stunde abwechselnd positiv und negativ durch die Batterie B aufgeladen.

Diese Ladung erfolgt automatisch, mit Hilfe eines besonders hierfür angefertigten Umschalters U, der neben dem Elektrometer auf derselben Konsole steht und mit der Hauptuhr des Observatoriums verbunden ist. An der letzteren sind 2 Kontakte angebracht, durch welche zu jeder vollen und halben Stunde ein Stromschluss hervorgerufen wird, der die Elektromagnete A bezw. A' in Thätigkeit setzt. (Für diesen halbstündlichen Stromschluss lässt sich übrigens mit Leichtigkeit auch am Uhrwerk des Elektrometers selbst eine entsprechende Einrichtung anbringen, wie inzwischen schon geschehen.) Über den Elektromagneten schwebt ein metallischer Doppelhebel mit den beiden Ankern a und a', der um eine horizontale Achse b im Träger T drehbar ist und der in seiner Ruhestellung durch Federkraft in horizontaler Lage gehalten wird. Die Verlängerung der Hebelarme, jedoch von diesen durch ein zwischengeschaltetes Bernsteinstück c und c' isoliert, bilden starre Kupferdrähte d und d'. Dieselben

zeichnung der luftelektrischen Zerstreuung. Diese Zeitschr. 5, 328, 1904.

tragen ganz leichte, frei durch die Luft führende, kurze Drähte h und h', die eine Verbindung mit dem Quadranten-Elektrometer herstellen, und sind an ihren Enden umgebogen, so dass sie in zwei darunter befindliche Quecksilbernäpfe e und e' tauchen können. Letztere sind in der Fussplatte des Umschalters in Paraffin eingebettet und stehen durch ebenfalls gut isolierte Zuleitungsdrähte mit der Ladebatterie B in Verbindung. Von jedem Pole dieser Batterie geht nun aber auch noch ein zweiter Draht aus, nach f und f', 2 Metallplättchen, die ebenso wie die Zuleitungsdrähte von ihrer Unterlage isoliert gehalten sind. Über den Plättchen stehen zwei metallische Stifte g und g', die in der Ruhestellung des Doppelhebels die Plättchen nicht berühren, jedoch in demselben Moment auch einen Kontakt herstellen, in welchem d bezw. d' in den Quecksilbernapf eintaucht. Wird nun z. B. zur vollen Stunde ein Stromschluss bewirkt, so tritt der Elektromagnet A in Thätigkeit: Der Anker a wird angezogen, d taucht in e und wird hierdurch mit dem positiven Pole der Batterie B in Verbindung gebracht. Da gleichzeitig der Kontakt g eine metallische Verbindung des negativen Poles der Batterie durch a T mit der Erde herstellt, so kann nunmehr der durch h mit d verbundene Zerstreuungskörper positiv geladen werden. Der Uhrkontakt ist derart justiert, dass die Ladezeit etwa $^1/_2$ Minute dauert. Nach Verlauf derselben wird der Anker a durch eine Feder zurückgezogen, das Zerstreuungssystem ist jetzt isoliert und bleibt in dem geladenen Zustande eine halbe Stunde sich selbst überlassen. Die Höhe der Anfangsladung wird danach geregelt, dass bei einer als zweckmässig erkannten Empfindlichkeit des Quadranten-Elektrometers der Zeiger zunächst nahe bis an den äusseren Rand des Papierstreifens gebracht wird. Von hier aus zeichnet er in bekannter Weise während einer halben Stunde den Spannungsabfall des Zerstreuungskörpers auf, und zwar bei dem in Potsdam gebrauchten Instrument von 2 zu 2 Minuten (möglich ist hier auch eine Registrierung von Minute zu Minute, von deren Anwendung jedoch Abstand genommen ist, weil sich die Elektrometernadel bei der gebrauchten höheren Empfindlichkeit des Instrumentes in 1 Minute nicht genügend wieder beruhigt). Aus dem Spannungsabfall ist dann die luftelektrische Zerstreuung während dieser Zeit zu berechnen, in ganz ähnlicher Weise wie beim Elster- und Geitelschen Apparat. Man erhält also auch hier nur relative Werte, die zunächst nur unter sich vergleichbar sind, die aber zur Bestimmung des täglichen Ganges zu genügen scheinen. Es empfiehlt sich natürlich, die Empfindlichkeit des Elektrometers möglichst gross zu machen; allein man darf nicht vergessen, dass die Konstanz der Ruhelage um so mehr abnimmt, je weiter man die Empfindlichkeit steigert. Deshalb und weil der Papierstreifen für die Registrierung nur eine Breite von 11 $^1/_2$ cm hat, kann man auch die Empfindlichkeit des Elektrometers nicht sehr hoch treiben.

Bei den vorliegenden Versuchen war sie derart, dass 1 mm Ausschlag etwa 1,5 bis 1,7 Volt entsprach. Man konnte bei dieser Empfindlichkeit mit einer Anfangsladung von ungefähr 90 Volt beginnen. Die Abnahme der Spannung in einer halben Stunde schwankte zwischen 10 und 28 Volt, also Grössen, die bei der genannten Empfindlichkeit des Instruments sehr wohl messbar sind.

Hinsichtlich der Ladebatterie ist es auf alle Fälle sehr wesentlich, eine möglichst konstante Anfangsladung zur Verfügung zu haben, die sich wohl am besten mit Hochspannungs-Akkumulatoren erzielen lassen würde. Leider standen solche jedoch nicht zur Verfügung, und deshalb bediente ich mich einer gewöhnlichen *Cu-Zn*-Batterie von etwa 100 kleinen Gläsern (von 30 ccm Inhalt), bei denen als Flüssigkeit eine Lösung von Bittersalz gebraucht wurde. Die Batterie hat sich auch verhältnismässig gut bewährt, wenn sie freilich auch von Temperatur-Schwankungen merklich abhängig ist. Für diese erste provisorische Einrichtung genügte sie jedoch vollkommen. Zum Laden der Quadranten des Elektrometers wurde die von Benndorf empfohlene Kalomel-Batterie mit Vorteil verwandt.

Dass sich mit der geschilderten, wie ich ausdrücklich nochmals betonen möchte, ganz provisorischen und in ihren Mängeln wohl erkannten Einrichtung doch schon Resultate erzielen liessen, die wohl einigen Anspruch auf weiteres Interesse haben dürften, glaube ich mit nachstehenden Mitteilungen belegen zu können.

Zu Grunde liegen die Registrierungen von 8 klaren Tagen: 1904 April 19, 20; Mai 25, 26, 30, 31; Juni 4, 5. Aus denselben ergiebt sich ein Mittelwert für den täglichen Gang der luftelektrischen Zerstreuung für positive und negative Ladung, wie er in Fig. 2 durch die schwarze und gestrichelten Kurve dargestellt ist. Dazu ist zu bemerken, dass die direkt registrierten und berechneten Zerstreuungswerte nach der einfachen Formel $\frac{a + 2b + c}{4}$ ausgeglichen und danach zur graphischen Darstellung gebracht wurden.

Man ersieht aus den Kurven, dass der tägliche Gang der Zerstreuung im wesentlichen eine doppelte Periode besitzt, mit einem Hauptmaximum in den ersten Nachmittagsstunden und einem Hauptminimum gegen 10 bis 11 Uhr

Fig. 2.

abends. Ein sekundäres Maximum tritt in der Zeit von 5 bis 7, ein sekundäres Minimum gegen 8 bis 9 Uhr morgens ein.

Da in unmittelbarer Nähe des Registrierapparats für Zerstreuung, vor dem zweiten Nordfenster des Beobachtungsraumes, ein ebensolcher für Potentialgefälle aufgestellt ist, so liegt hier die beste Gelegenheit zu Vergleichen der beiderseitigen täglichen Gänge vor. In Fig. 2 giebt die Kreuz-Kurve den täglichen Gang des Potentialgefälles wieder, der aus den stündlichen und in gleicher Weise ausgeglichenen Werten derselben 8 Tage abgeleitet wurde. Man sieht, dass die Kurve einen fast genau entgegengesetzten Verlauf wie die Zerstreuungskurve nimmt. Wenn man die Ionentheorie zur Erklärung der luftelektrischen Phänomene heranzieht, so war dies ja auch anzunehmen: Je grösser der Ionengehalt der Luft, je höher die Leitfähigkeit derselben ist, um so kleinere Spannungsunterschiede wird man zu erwarten haben, und umgekehrt.

Mit besonderer Rücksicht auf die jetzt im Vordergrunde des Interesses stehende Ebertsche Theorie[1]) über die Entstehung des normalen atmosphärischen Potentialgefälles und der negativen Erdladung ist auch der tägliche Gang des Luftdrucks für die fraglichen 8 Tage berechnet und graphisch aufgetragen (auch wieder nach ausgeglichenen Werten), ebenso die daraus sich ergebende Änderung des Luftdrucks.

1) H. Ebert, Über die Ursache des normalen atmosphärischen Potentialgefälles und der negativen Erdladung. Diese Zeitschr. **5**, 135—140, 1904, und Met. Zeitschr. **21**, 202—213, 1904.

Was schon von Hann[1]) und Fines[2]) an einzelnen Beispielen gefunden und später von Gockel[3]) und anderen bestätigt wurde, zeigt sich auch hier in deutlicher Weise: Eine grosse Übereinstimmung im täglichen Gange des Luftdrucks und des Potentialgefälles. Daraus folgt, dass Luftdruck und Zerstreuung einen entgegengesetzten täglichen Verlauf zeigen müssen, wie es in der That auch der Fall ist. Am schärfsten treten jedoch die Beziehungen der luftelektrischen Erscheinungen zum Luftdruck hervor, wenn man die Luftdruckänderungen betrachtet (s. Figur). Um den Zusammenhang möglichst klar zu zeigen, ist der tägliche Gang der Luftdruckänderung umgekehrt gezeichnet worden, in einem Massstabe, welcher der fünffache von dem der Luftdruck-Kurve ist. In der That ist der Parallelismus der Zerstreuungskurven mit denen der Luftdruckänderung ein derart frappanter, dass wohl kaum noch das Bestehen eines engeren Zusammenhangs der beiden Erscheinungen bezweifelt werden kann. (Vgl. auch Gockel, diese Zeitschr. **5**, 258, 1904.) Auch der von Ebert[4]) vermutete Phasenunterschied scheint vorhanden zu sein: Zunächst treten die Änderungen im Luftdruck ein, nach im Mittel 3 Stunden folgen sie in der Zerstreuung. Dabei möge wieder darauf hingewiesen werden, dass die letztere in

1) J. Hann, Die wichtigsten Resultate der Beobachtungen der Luftelektrizität und der schwedischen Polarstation zu Kap Thordsen, Spitzbergen 1882/83. Met. Zeitschr. **7**, 31, 1890.

2) Fines, Bull. met. du départm. d. Pyr. Or. 1888.

3) A. Gockel, Luftelektrische Untersuchungen. Freiburg (Schweiz). S. 53, 1902.

4) H. Ebert, Met. Zeitschr. **21**, 204, 1904.

einer Höhe von 26 m über dem Erdboden gemessen wurde! Dieser auffallende Parallelismus in den beiden täglichen Gängen ist auch in den einzelnen Tagen scharf ausgeprägt. Mangel an Platz gestattet es leider nicht, hier alle Einzelkurven wieder zu geben, so dass einstweilen der einfache Hinweis darauf genügen möge.

Sehr bemerkenswert ist auch der systematische Unterschied in den Eintrittszeiten der Extreme für a_- und a_+. Anscheinend liegen dieselben bei negativer Ladung etwa $1\frac{1}{2}$ Stunden vor denjenigen bei positiver Ladung; das würde also bedeuten, dass zunächst die positiven Ionen an dem Cirkulationsprozess teilnehmen, der sie an den Zerstreuungkörper führt, dann erst die negativen. Auch dies würde nach der Ebertschen Theorie wohl verständlich sein.

Was endlich den täglichen Gang von $q = a_-/a_+$ anbetrifft, der aus den ausgeglichenen Werten der a_- und a_+ berechnet und in Fig. 2 wiedergegeben ist, so ist derselbe wenig ausgeprägt; er scheint noch am meisten dem Gange von a_- zu folgen, also demjenigen Gliede, das die grössere Amplitude hat. Allerdings tritt in der Zeit von ca. 10^a bis 4^p eine Einbuchtung ein, für die sich eine entsprechende Ausbuchtung in der a_+-Kurve findet, so dass man für diese Zeit eine abnorme Zunahme negativer Ionen annehmen könnte. Es möge darauf hingewiesen werden, dass es sich hier gerade um diejenigen Stunden handelt, an welchen es der Bodenluft infolge intensiver Insolation und starker Luftdruckabnahme ermöglicht wird, in grösstem Masse auszutreten und aufzusteigen. Um diese Zeit würden also auch die negativen Ionen in grösserer Zahl austreten und hochgeführt werden, die nach der Ebertschen Theorie zunächst dazu verwandt werden, bei ihrer Wanderung durch die Erdkapillaren an die Wände derselben ihre Ladung abzugeben. Im übrigen aber entspricht der Gang von q nicht den Vermutungen des Herrn Ebert, dass nämlich „unter normalen Verhältnissen mit wachsendem q auch das Potentialgefälle in die Höhe gehen muss, und umgekehrt".

Wenn in den mitgeteilten Kurven auch vieles eine Bestätigung der Ebertschen Theorie zu bieten scheint, so kann man sich doch nicht dem Eindrucke verschliessen, dass neben dem Luftdrucke auch noch andere Faktoren von erheblicher Bedeutung bei der Entstehung des täglichen Ganges der luftelektrischen Erscheinungen sind. Insbesondere lassen die Wendepunkte zur Zeit des Sonnenaufgangs und -untergangs darauf schliessen, dass auch die Sonnenstrahlung eine grössere Rolle spielt, und dieser Annahme hat ja auch Herr Ebert selbst mehrfach Ausdruck gegeben.

Von höchster Bedeutung würde es für die Prüfung der Ebertschen Theorie, sowie überhaupt für die Erzielung weiteren Einblicks in die luftelektrischen Vorgänge sein, wenn solche Registrierungen sowohl des Potentialgefälles wie auch besonders der Zerstreuung an einem Orte angestellt werden könnten, der sich direkt über Wasser befindet. Als ein sehr geeigneter Platz erscheint mir der Rote Sand-Leuchtturm in der Wesermündung, der in einem Umkreise von mindestens 8 km rings von Wasser umgeben ist.

Selbstredend müssten im Zusammenhange damit auch Registrierungen der wichtigsten meteorologischen Elemente vorgenommen werden. Sollten sich ausserdem noch gleichzeitige Messungen der Radioaktivität der Luft (nach der Methode von Elster und Geitel) sowie solche der Strahlung, insbesondere auch der ultravioletten anschliessen lassen, so würde der Wert einer derartigen temporären Beobachtungsstation noch bedeutend gehoben werden.

Wiewohl die vorliegenden Kurven schon sehr stark dazu herausfordern, den täglichen Gang der luftelektrischen Elemente auf einen Zusammenhang mit den verschiedenen meteorologischen Faktoren eingehender zu untersuchen, so möchte ich davon doch so lange Abstand nehmen, bis weiteres und genaueres Material von Registrierungen vorliegt, vor allem von solchen nach Eberts Aspirationsprinzip. Die vorstehenden Zeilen sollen in erster Linie nur zeigen, dass Registrierungen auch der luftelektrischen Zerstreuung auf verhältnismässig einfache Weise anzustellen sind, und dazu anregen, dass man auch an anderen Stellen Versuche nach dieser Richtung hin machen möge.

(Eingegangen 3. Juli 1904.)

Eine Verbesserung der Hartgummi-Isolatoren für luftelektrische Messungen.

Von H. Schering.

Für die geringen Elektrizitätsmengen, um die es sich bei luftelektrischen Messungen handelt, isoliert Hartgummi im allgemeinen nicht zuverlässig genug. Bernstein isoliert vorzüglich, doch ist er wegen seiner Sprödigkeit für manche Zwecke nicht gut verwendbar und auch in grösseren Stücken ziemlich kostspielig, so dass man doch oft auf Hartgummi zurückgreifen muss.

Durch Einschneiden tiefer, schmaler Nuten (Fig. 1) wird das Isolationsvermögen des Hartgummis erheblich verbessert, die Oberfläche wird dadurch vergrössert, der grösste Teil derselben liegt geschützt gegen Staub und Belichtung, die Bildung einer zusammenhängenden Feuchtigkeitsschicht wird erschwert. Dadurch, dass die Isolation auf ein kurzes Stück zu-

Fig. 1. Fig. 2.

sammengedrängt ist, lässt sich der Isolator bequem in eine Schutzhülse einschliessen. Fig. 2 zeigt eine so geschützte isolierte Aufhängevorrichtung; eine ähnliche habe ich während der Wintermonate dauernd im Freien auf einem Balkon des Geophysikalischen Institutes in Göttingen hängen gehabt, ohne Natriumtrocknung, bei häufiger Prüfung isolierte sie stets sehr gut, trotzdem sie zweimal einschneite. Fig. 3 zeigt eine für Isolatoren, die man mit

Fig. 3.

der Hand anfassen muss, geeignete Art der Nuten. Nur ein ganz geringer Teil der Oberfläche kommt mit der feuchten Hand in Berührung, zugleich wird dadurch die Bildung von Reibungselektrizität auf dem Hartgummi vermieden. Solche Nuten haben sich für das Hartgummistäbchen zur Bestimmung des Kapazitätsfaktors beim Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparat bewährt. Dieselben würden sich vielleicht auch für den Träger der Flammenkollektoren empfehlen. [1])

1) Die Firma Günther & Tegetmeyer, Braunschweig, fertigt diese Isolationen an.

Göttingen, Geoph. Institut, April 1904.

(Eingegangen 16. April 1904.)

Über den Zusammenhang zwischen dem direkt und dem induktiv gekoppelten Sendersystem für drahtlose Telegraphie.

Von Georg Seibt.

§ 1. Methode zur Berechnung von Eigenschwingungen.

In einer früheren Arbeit [1]) habe ich gezeigt, in welcher Weise man die Schwingungszahlen zusammengesetzter Systeme mit einfachen mathematischen Hilfsmitteln berechnen kann. Die Methode war folgende.

Vernachlässigt man die Dämpfung der Schwingungen, was in erster Annäherung zulässig ist, so kann man für die Spannungen und die Ströme von vornherein sinusartige Änderungen annehmen und die in der Wechselstromtechnik vielfach gebräuchliche, symbolische Darstellungsweise [1]) in Anwendung bringen. Dieselbe gewährt den Vorteil, dass die Gleichungen so angesetzt werden können, als hätte man es mit konstantem Strom zu thun. Es ergeben sich stets so viele Gleichungen, als nötig sind, um die Spannungen und Ströme an einer beliebigen Stelle zu bestimmen. Eliminiert man die Werte derselben, so erhält man die gewünschte Gleichung für die Eigenschwingungen des Systems. Der Ausdruck hierfür ist eine transzendente Funktion, wenn die Kapazität und die Selbstinduktion eines oder mehrerer Gebilde als verteilt angenommen werden. Die Schwierigkeiten, welche die Diskussion derselben bereitet, können auf zwei Arten umgangen werden. Entweder ermittelt man die Wurzeln der Gleichung auf graphischem Wege oder aber man beschränkt sich auf die Berücksichtigung der Grundschwingung des linearen Gebildes und nimmt zu dem Zweck die Kapazität und Selbstinduktion desselben als konzentriert an. Die Oberschwingungen scheiden dann bereits in dem Ansatz der Gleichungen aus. Sie sind in den meisten praktischen Fällen nur schwach und experimentell kaum nachweisbar. Den ersteren Weg habe ich bei der Behandlung des direkt gekoppelten, den letzteren bei der des induktiv gekoppelten Senders beschritten. [2]) Will man, was im folgenden geschehen soll [3]), beide Koppelungsarten in Parallele stellen, so ist ein einheitliches Vorgehen nötig. Wir benutzen das letztere Verfahren. Dasselbe ist mathematisch einfacher und entspricht in höherem Grade den praktischen Verhältnissen als das

1) Rostocker Inauguraldissertation 1902, S. 24—35 oder E. T. Z. **23**, § 9, S. 365, 1902.

1) Ch. P. Steinmetz, Theorie und Berechnung der Wechselstromerscheinungen, Berlin 1900. — G. Rössler, Vorlesungen über Fernleitung von Wechselströmen, Techn. Hochschule Berlin.

2) Rostocker Dissertation, § 9, 4 u. § 10, 1.

3) Wie Herr J. Zenneck mitteilt (diese Zeitschr. **4**, 656, 1903), ist Herr Mandelstam mit einer ähnlichen Betrachtung beschäftigt. Ich erfuhr hiervon bereits im Febr. 1903. Da eine Veröffentlichung Mandelstams bisher nicht erfolgt ist, und die hier behandelten Koppelungsfragen durch die Mitteilung Prof. Brauns über Energieschaltungen (vergl. diese Zeitschr. **5**, 194, 1904) aktuelles Interesse gewonnen haben, mögen meine Notizen jetzt hier ihren Platz finden. Die Entwickelung der Formeln liegt zum grössten Teil über ein Jahr und weiter zurück. — Während der Drucklegung dieser Zeilen ist die Mandelstamsche Arbeit erschienen (diese Zeitschrift **5**, 245, 1904). In ihr wird die Frage mehr vom Standpunkt des mathematischen Physikers behandelt, während in der meinigen die Auffassung des Ingenieurs zum Ausdruck kommt. Wegen der Verschiedenheit der Durchführung sind beide Arbeiten geeignet, einander zu ergänzen.

erstere. Denn in den meisten Ausführungsformen (Käfigarmatur, Netze von Fächer- oder Kegelform, Zickzackführung) liegt der grösste Teil der Kapazität an dem Ende des Luftleiters. In einzelnen Fällen freilich, wo ein dünnes Kabel von einem Ballon oder Drachen in die Höhe getragen wird, ist die Kapazität ziemlich gleichmässig verteilt, in der Erdnähe eher grösser.

Die hier skizzierte Methode zur Berechnung der Schwingungszahlen verliert ihre Berechtigung, wenn in einem zusammengesetzten System zwei Elemente lose gekoppelt sind, und Resonanz zwischen ihnen besteht. Die Stromverteilung ist dann ganz wesentlich von der Dämpfung abhängig. Glücklicherweise ist aber in diesem Falle die Deformation der ursprünglichen Schwingungen gering und zwar um so geringer, je mehr die Methode an Genauigkeit einbüsst. Man kann dann mit den Schwingungszahlen der ungekoppelten Systeme rechnen. Bedenklich ist es unter diesen Umständen allerdings bei der Berechnung der Amplituden die Dämpfung zu vernachlässigen.

§ 2. Die Schwingungszahlen

a) des induktiv gekoppelten Senders Fig. 1. Mit den üblichen Bezeichnungen gelten folgende Ansätze

$$\left.\begin{aligned} E_1 + i\omega L_1 I_1 + i\omega M I_2 &= 0 \\ E_2 + i\omega L_2 I_2 + i\omega M I_1 &= 0 \\ I_1 &= i\omega C_1 E_1 \\ I_2 &= i\omega C_2 E_2 \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Hieraus erhält man

$$\omega^4 - \omega^2 \frac{C_1 L_1 + C_2 L_2}{C_1 C_2 (L_1 L_2 - M^2)} + \frac{1}{C_1 C_2 (L_1 L_2 - M^2)} = 0$$

oder

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{2 C_1 C_2 (L_1 L_2 - M^2)} \left[C_2 L_1 + C_1 L_2 \pm \sqrt{(C_1 L_1 - C_2 L_2)^2 + 4 C_1 C_2 M^2} \right]} \quad (2)$$

Also die bekannten beiden Schwingungen. Für den Fall der Resonanz $C_1 L_1 = C_2 L_2 = CL$ wird, wenn wir noch setzen $M^2 = x^2 L_1 L_2$,

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{CL} \frac{1 + x}{1 - x^2}} \quad (3)$$

oder auf Wellenlängen umgeformt,

$$\lambda = 2\pi v \sqrt{CL \frac{1 - x^2}{1 + x}}. \quad (4)$$

Bezeichnet λ_0 die Wellenlänge der ungekoppelten Kreise, so ist die längere Welle

$$\lambda_1 = \lambda_0 \sqrt{1 + x} \quad (5)$$

und die kürzere Welle

$$\lambda_2 = \lambda_0 \sqrt{1 - x}. \quad (6)$$

Die Abweichung der schnelleren Schwingung von der ursprünglichen ist also etwas stärker als die der langsameren. Mit abnehmender Koppelung schwindet der Unterschied.

Die drei Wellen stehen in folgender, einfacher Beziehung zueinander.

$$\lambda_0^2 = \frac{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}{2}. \quad (7)$$

Das arithmetische Mittel der Quadrate der deformierten Wellenlängen ist gleich dem Quadrate der vor der Koppelung vorhandenen Wellenlänge.

Aus den Formeln 5 und 6 ergiebt sich eine Methode, Koppelungsfaktoren experimentell zu bestimmen.

Sind die drei Wellen eines Senders gemessen worden, so erhält man x^2 aus einer der Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} x^2 &= \left(\frac{\lambda_1^2}{\lambda_0^2} - 1\right)^2 \\ x^2 &= \left(1 - \frac{\lambda_2^2}{\lambda_0^2}\right)^2 \\ x^2 &= \left(\frac{\lambda_1^2 - \lambda_2^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}\right)^2 \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Ich möchte die einheitliche Durchführung dieses Messverfahrens für die Praxis empfehlen sowohl für den Geber als den Empfänger, gleichgültig, welcher Art die Koppelung ist. Der Empfänger spricht auf den Sender am besten dann an, wenn seine Koppelung dieselbe ist.[1])

Fig. 1.

1) Hierin liegt eine grosse praktische Schwierigkeit. 1. Die genaue Abgleichung der vier Kreise in Bezug auf Wellenlänge und Koppelungsstärke, erfordert die ganze Geschicklichkeit eines mit den Schwingungsvorgängen wohl vertrauten Ingenieurs. 2. Das beste Mittel, sich von den Störungen anderer frei zu machen, besteht zur Zeit noch in der losen Koppelung von Sender und Empfänger (M. Wien). Dadurch wird die Reichweite verringert. Koppelt man im Interesse der Fernwirkung und der Sicherheit des Betriebes anfänglich fest und erst beim Herannahen des Feindes loser, so müssen die Änderungen auf beiden Stationen gleichzeitig vorgenommen werden und gleichartige sein. Lässt man etwa den Sender festgekoppelt, so kann man den lose gekoppelten Empfänger nur auf eine Schwingung abstimmen. Es lassen sich indessen Mittel angeben, um diese Schwierigkeiten zu mindern.

Der Koppelungsgrad des induktiv erregten Senders kann auf drei Arten geändert werden, erstens, indem man die Spulen räumlich gegeneinander verschiebt, zweitens, indem man das Luftgebilde in Bezug auf Selbstinduktion und Kapazität verschiedenartig zusammensetzt, drittens, indem man das gleiche mit dem Erdekondensator [1]) und der sekundären Spule thut. Geringe Selbstinduktion und grosse Kapazität im Luftleiter einerseits und grosse Selbstinduktion und geringe Kapazität im Erregerkreise und dem unteren Teile des sekundären Systems andererseits führt zu strammer Koppelung.

Der Koppelungsfaktor k^2 kann als eine Funktion des Kapazitäts- oder des Selbstinduktionsverhältnisses ermittelt werden. Wir zerlegen zu dem Zwecke die Selbstinduktion der sekundären Spule in zwei Teile, von denen der erstere L_2'' einer ideal fest gekoppelten Spule entspricht, der zweite L_2''' einer solchen, welche ganz ausserhalb des Feldes der Primärspule liegt. Dann ist der Koeffizient der gegenseitigen Induktion

$$M^2 = L_1 L_2'' = \varkappa^2 L_1 L_2 ,$$

und der Koppelungsfaktor

$$\varkappa^2 = \frac{L_2''}{L_2} .$$

Der gekoppelte Teil der sekundären Selbstinduktion steht in einem festen Verhältnis zu der primären Selbstinduktion.

Dasselbe sei

$$\frac{L_2''}{L_1} = a . \tag{9}$$

a ist mit ziemlicher Genauigkeit gleich dem Verhältnis der Quadrate der Windungszahlen der miteinander als vollkommen festgekoppelt anzusehenden Selbstinduktionen.

Folglich wird

$$\varkappa^2 = a \frac{L_1}{L_2} \tag{10}$$

oder auch

$$\varkappa^2 = a \frac{C_2}{C_1} . \tag{11}$$

b) des direkt gekoppelten Senders Fig. 2. Wir bezeichnen die Stromintensitäten in der primären Spule mit I_{1L}, in dem Kondensator mit I_{1C}, in dem Luftleiter mit I_2. Die Selbstinduktion des Luftleiters heisse L'_2.

Dann gelten folgende Beziehungen:

$$E = i\omega L_1 I_{1L}$$

$$\left.\begin{aligned} E &= -i I_{1C} \frac{1}{\omega C_1} \\ E &= i I_2 \left(\omega L'_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right) \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

$$I_{1L} + I_{1C} + I_2 = 0 .$$

1) Die Kapazität desselben ist als in Reihe mit der Luftleiterkapazität liegend anzusehen. Beide zusammen ergeben unser C_2. Die beste Abgleichung des sekundären Systems in sich wird erreicht, wenn die Schwingung des Luftleiters gleich der der sekundären Spule und des Erdkondensator gemacht wird. Der Indifferenzpunkt der Spannung liegt dann an dem oberen Ende der Spule.

Fig. 2.

Hieraus ergiebt sich

$$\omega^4 - \omega^2 \frac{C_2 L'_2 + C_2 L_1 + C_1 L_1}{C_1 C_2 L_1 L'_2} + \frac{1}{C_1 C_2 L_1 L'_2} = 0 .$$

oder

$$\omega = \sqrt{\frac{C_2 L'_2 + C_2 L_1 + C_1 L_1}{2 C_1 C_2 L_1 L'_2} \pm \sqrt{\left(\frac{C_2 L'_2 + C_2 L_1 + C_1 L_1}{2 C_1 C_2 L_1 L'_2}\right)^2 - \frac{1}{C_1 C_2 L_1 L'_2}}} \tag{13}$$

Also auch hier treten die beiden Schwingungen [1]) auf.

Fig. 3.

Wir setzen von jetzt an wieder Resonanz der beiden Kreise voraus. Dieselbe ist meines Wissens für die direkte Erregung bisher nicht streng definiert worden. Nach der üblichen Annahme besteht Resonanz, wenn die Länge des Luftleiters gleich einem Viertel der Wellenlänge des frei schwingenden Primärkreises ist, also für

$$l = \frac{\lambda_0}{4}$$

oder für

1) Von dem Vorhandensein derselben habe ich mich im Rostocker Institut Ende November 1901 überzeugt. Die Versuchsanordnung entsprach der Fig. 3. Dieselbe stellt eine Nachbildung des Senders dar. Flasche I entspricht der Erreger-, Flasche II der Luftleiterkapazität. An der Flasche III des Resonanzkreises wurden die Spannungen gemessen. Die Analyse der passend verlangsamten Schwingung mit Hilfe des rotierenden Spiegels ergab dasselbe Resultat. Die für die Versuche erforderlichen Apparate waren mir von Herrn Prof. Wachsmuth bereitwilligst zur Verfügung gestellt worden.

$$C_2 L'_2 = C_1 L_1.$$

Hierin liegt meines Erachtens eine Ungenauigkeit. Der Schliessungsbogen des Flaschenkreises gehört nämlich nicht nur zum primären, sondern auch zum sekundären System.

Wir setzen daher

$$C_1 L_1 = C_2(L'_2 + L_1) = CL.$$

Gleichung 13 wird hiermit

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{C_2 L'_2}\left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{1}{1 + \frac{L_1}{L'_2}}}\right)}$$

oder mit

$$\frac{1}{C_2 L'_2} = \frac{1}{CL}\left(1 + \frac{L_1}{L'_2}\right)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{CL}\left(1 + \frac{L_1}{L'_2}\right)\left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{1}{1 + \frac{L_1}{L'_2}}}\right)} \quad (14)$$

Zu Gunsten einer leichten Umformung setzen wir

$$1 + \frac{L_1}{L'_2} = \frac{1}{1 - \rho^2}.$$

Damit wird

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{CL} \frac{1 \mp \rho}{1 - \rho^2}}. \quad (15)$$

Hierin ist

$$\rho^2 = \frac{L_1}{L_1 + L'_2}$$

oder, da $L_1 + L_2' = L_2$ d. h. gleich der gesamten sekundäre Selbstinduktion ist,

$$\rho^2 = \frac{L_1}{L_2} \quad (16)$$

oder auch

$$\rho^2 = \frac{C_2}{C_1}.$$

§ 3. Gegenüberstellung der beiden Systeme.

Man erkennt, dass die Gleichungen für die Schwingungszahlen beider Systeme 3 und 15 der Form nach übereinstimmen. An Stelle von ρ in Gl. 15 steht $\varkappa$ in Gl. 3. Sämtliche Folgerungen, welche sich in § 2 über die induktive Koppelung ergeben hatten, gelten daher auch für die direkte.

$\varkappa$ wird gleich ρ, wenn $a = 1$ ist, d. h. wenn bei der induktiven Erregung der vollkommen festgekoppelte Teil der sekundären Selbstinduktion gleich der primären ist. Der Übergang von der einen Schaltung zur andern lässt sich daher dadurch bewerkstelligen, dass man die primäre und sekundäre Spule auf ein und demselben Kern aufwickelt und nach Ganghöhe und Windungszahl gleichmacht. Da dann beide Spulen von demselben Kraftfeld durchsetzt werden, ist es erlaubt, die Isolation, welche die Drähte trennt, zu entfernen und beide Spulen zu einer einzigen zu vereinigen. Eine Änderung der Strom- und Spannungsverteilung ist dadurch nicht zu gewärtigen.

Damit ist der direkt gekoppelte Sender als ein Spezialfall auf den induktiv gekoppelten zurückgeführt.

Theoretisch ist die induktive Erregung der direkten überlegen. Denn bei gleicher primärer Windungszahl lassen sich mit ihr höhere Koppelungsgrade erreichen und damit lässt sich die in den Flaschen angehäufte Energie mit besserem Nutzeffekt ausstrahlen. Dem steht der praktische Nachteil gegenüber, dass die Abgleichung auf Resonanz nicht so einfach von statten geht. Die Erregerkapazität wird man nämlich nur ungern ändern. Während man nun bei der direkten Koppelung die Selbstinduktion mittels eines Schiebers in der denkbar feinsten Weise abstufen kann, ist man bei der induktiven Koppelung auf das Abschneiden von Drahtstücken angewiesen. Denn ordnet man hier einen Schieber an, so kommt durch den Zuleitungsdraht zu diesem und die aus Isolationsrücksichten bedingte Auseinanderziehung der Windungen viel Streuung in das System, und der Vorteil der festeren Koppelung geht verloren.

Vom Standpunkt des Konstrukteurs und des montierenden Ingenieurs lässt sich noch eine Anzahl Einzelheiten für und gegen das eine und andere System geltend machen. Für Stationen, auf welchen im Betriebe die Schaltung nicht geändert wird, und von denen grosse Reichweite verlangt wird, ist m. E. die induktive Erregung vorzuziehen.

(Eingegangen 27. April 1904.)

Die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem elektromagnetischen Felde unterworfen ist.

(Antwort an Herrn R. Gans.)

Von Franz Koláček.

Vor kurzem zeigte ich in dieser Zeitschrift (**5**, 45, 1904), dass die negativen Versuchsergebnisse des Herrn Whitehead jr.[1]) sich mit der Maxwellschen Theorie in Übereinstimmung befinden. Dieser zufolge sollte jedoch ein ballistischer Ausschlag erfolgen, falls man das Dielektrikum einem konstanten elektrischen und einem dazu senkrechten magnetischen Felde aussetzt und das letztere umkehrt. Gleichzeitig sprach ich zum Schlusse des Aufsatzes die Ansicht aus, dass vom Standpunkte der Lorentzschen Theorie kein Ausschlag zu er-

1) J. B. Whitehead, diese Zeitschrift **4**, 229, 1903.

warten wäre. Herr R. Gans [1]) erklärt diese Ansicht für falsch und leitet für den hier in Aktion tretenden Antrieb einen Ausdruck her, der sich von dem Maxwellschen nur dadurch unterscheidet, dass statt der als Faktor auftretenden Dielektrizitätskonstante K der Faktor $K-1$ auftritt.

Das Resultat des Herrn R. Gans kommt indes nur dadurch zustande, das er unerlaubterweise zwei Gleichungen miteinander algebraisch verknüpft, in denen dieselben Symbole (E_x etc., M_x etc.) eine verschiedene Bedeutung besitzen.

Die erste dieser Gleichungen stammt von Lorentz [2]) her. Sie ist hergeleitet auf Grund der Annahme, „dass sich die auf die Ionen wirkenden Kräfte $\mathfrak{E}$ unter Umständen zu einer Wirkung vereinigen, welche die Körper selbst in Bewegung zu setzen strebt" (Lorentz, l. c. S. 24). „Ponderable Materie, welche nicht geladen ist, kommt hierbei nur insofern in Betracht, als sie auf die Ionen Molekularkräfte ausübt. Was die elektrischen Erscheinungen betrifft, so hat sie gar keinen Einfluss und geschieht alles so, als ob der von ihr eingenommene Raum nur den Äther enthielte." (Lorentz, l. c. S. 15). Bezüglich des $\mathfrak{E}$ nimmt nun Lorentz an, dass es aus zwei Teilen besteht, deren erster die Wirkung des elektrischen Feldes auf die Ionenladung, der zweite jene des magnetischen Feldes auf den zugehörigen Konvektionsstrom ausdrückt. Durch Transformation des in dieser Weise berechneten Antriebes gelangt Lorentz zu einem aus zwei Teilen bestehenden Ausdruck. Der erste repräsentiert den Zug der Maxwellschen Ätherspannungen auf eine den Körper umschliessende Fläche Ω, der zweite ist die Summe von Volumenkräften. Auf die Raumeinheit entfällt die x-Komponente

$$-\frac{1}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(E_y M_z - E_z M_y)$$

(V = Webersche Zahl, E = elektrische, M = magnetische Kraft).

Da die Fläche Ω sich so legen lässt, dass sie den Körper eng umschliesst, so bezieht sich der letzte Ausdruck auf die Volumeinheit des aus ponderabeln Molekülen und Ionen zusammengesetzten Systemes, das im Sinne der Lorentzschen Theorie das Dielektrikum ersetzen soll. Die Kräfte E und M sind offenbar von Ion zu Ion schnell veränderlich, sie können sogar an ihrer Oberfläche ungewöhnlich grosse Beträge annehmen, falls man jene Zahlen benützt, welche sich in letzter Zeit für Grösse und Ladung der Elektronen ergeben haben, aber diese Kräfte sind durchaus nicht identisch mit den langsam veränderlichen Kräften der Maxwellschen Theorie, welche streng kontinuierliche Medien voraussetzt.

Diese letzteren Kräfte sind es nun, welche in der zweiten von Herrn Gans benutzten Gleichung vorkommen, in welcher ja schon die Dielektrizitätskonstante eingeführt ist und nur diese können es sein, da ja Herr Gans bei Berechnung seines Schlussresultates die von mir aus der Maxwellschen Theorie hergeleitete Gleichung mit benutzt.

(Eingegangen 12. April 1904.)

1) R. Gans, diese Zeitschrift 5, 162, 1904.
2) H. Lorentz, Versuch einer Theorie etc. Leyden 1895.

Die Strahlung der Hefnerlampe.

Von Knut Ångström.

1. In einem in dieser Zeitschrift erschienenen Aufsatz hat Herr Hertzsprung einen „Vergleich einiger spektralphotometrischen Resultate" [1]), zusammengestellt aus Langleys Untersuchungen über das Sonnenspektrum und Frl. Else Köttgens photometrischen Messungen über die Strahlung der Hefnerlampe, mitgeteilt, und im Anschluss daran hat in einem späteren Heft der Zeitschrift [2]) Herr O. Tumlirz daran erinnert, dass er bereits 1889 eine indirekte Bestimmung der Energieverteilung in dem sichtbaren Spektrum der Hefnerlampe ausgeführt hat. Da der Vergleich, den Herr Tumlirz zwischen seinen Bestimmungen auf der einen und den Köttgen-Hertzsprungschen auf der andern Seite liefert, bedeutende Divergenzen aufweist, sei es mir erlaubt, hier diese Bestimmungen mit den direkten Messungen über das fragliche Spektrum zusammenzustellen, wie sie von mir neulich ausgeführt und publiziert worden [3]) und die der Aufmerksamkeit der genannten beiden Forscher entgangen sind.

Betreffs der von mir angewandten Versuchsanordnung muss ich mich hier darauf beschränken, auf die ausführliche Beschreibung zu verweisen, die darüber an den citierten Stellen geliefert worden. Die totale Strahlung Q der Hefnerlampe wurde mit dem Kompensationspyrheliometer bestimmt; das Verhältnis $\frac{L_\lambda}{Q}$, wo $L_\lambda = \int_0^\lambda I_\lambda \, d\lambda$, durch eine direkte Methode ohne Anwendung absorbierender Medien. Ich fand, dass Wiens Formel:

$$I_\lambda = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \qquad 1)$$

uns die hieraus abgeleiteten Werte für

1) Hertzsprung, diese Zeitschr. 5, 34, 1904.
2) O. Tumlirz, diese Zeitschr. 5, 156, 1904.
3) K. Ångström, Acta Reg. Soc. Upsal. 1903; Physical Review 17, 302, 1903.

$$L_\lambda = \int_0^\lambda J_\lambda \, d\lambda = C_1 \frac{e^{-\frac{c}{\lambda}}}{c^4} \left\{ \left(\frac{c}{\lambda}\right)^3 + 3\left(\frac{c}{\lambda}\right)^2 + 6\left(\frac{c}{\lambda}\right) + 6 \right\}, \qquad 2)$$

wo $c = \frac{C_2}{T}$, die Beobachtungsresultate innerhalb des sichtbaren Spektrums gut wiedergab, und ich bestimmte die in den Formeln enthaltenen Konstanten in gr. Kal. pro Sek. und Meterkerze.

Vergleicht man nun die aus diesen Formeln berechneten Werte für die Intensität J_λ mit den von Tumlirz und Hertzsprung gegebenen, indem man alle Bestimmungen auf dieselben Ausgangswerte für $\lambda = 0{,}702\ \mu$ reduziert, so erhält man folgende kleine Tabelle.

Wellenlänge	Tumlirz	Hertzsprung	Ångström
0,702	13,0	13,0	13,0
0,656	10,5	8,2	8,4
0,617	8,4	5,2	5,3
0,589	6,4	3,5	3,7
0,560	4,6	2,2	2,4
0,536	3,9	1,5	1,6
0,518	2,5	1,0	1,1
0,500	1,7	0,7	0,8
0,486	1,2	0,5	0,6
0,473	0,9	0,4	0,5

Es scheint hieraus unzweifelhaft hervorzugehen, dass Tumlirz' Bestimmungen, aus Gründen, die ich nicht bestimmen kann, für kürzere Wellenlängen zu grosse Werte für die Intensität ergeben haben. Dagegen ist die Übereinstimmung zwischen den Köttgen-Hertzsprungschen Werten und meinen recht befriedigend.

2. Nach den Untersuchungen, die von Liebenthal[1]), Nichols[2]) u. a. ausgeführt worden, lässt die Hefnerlampe als Lichtnormale hinsichtlich der konstanten Beschaffenheit der Flamme recht viel zu wünschen übrig. Solange es uns indessen nicht gelungen ist, eine andere Normale herzustellen, die besser den Forderungen genügt, wie sie von praktischem und wissenschaftlichem Gesichtspunkt an eine solche zu stellen sind, ist es natürlich von Wert, so gut wie möglich die Beschaffenheit der Lichteinheit kennen zu lernen, die wir einmal besitzen. Da es nicht bloss bei rein photometrischen, sondern auch bei bolometrischen Arbeiten oft von Gewicht ist, die Konstanten zu kennen, die die Strahlung der Hefnerlampe näher bestimmen, stelle ich hier unten die wichtigsten von mir gefundenen Werte auf die Meterkerze bezogen, zusammen nebst einer Tabelle, welche die aus der Formel (1) berechnete Intensität für verschiedene Wellenlängen im Normalspektrum angiebt.

1) Liebenthal, Elektrot. Zeitschr. 16, 655, 1895.
2) Nichols, Sharps and Matthews, Transac. of Americ. Inst. of Electr. Eng., Vol. 13, May 1896.

Gesamt-Strahlung: $Q = 0{,}0000215 \frac{\text{sec. cm}^2}{\text{gr. kal.}}$.

Lichteffekt: $\frac{L_{0,76}}{Q} = 0{,}0096$,

Licht-Strahlung: $L_{0,76} = 20{,}6 \cdot 10^{-8} \frac{\text{sec. cm}^2}{\text{gr. kal.}}$

$$\left.\begin{aligned} C_1 &= 0{,}016 \\ \frac{C_2}{T} = c &= 7{,}85\,. \end{aligned}\right\} \text{in der Formel 1 und 2}$$

In der Tabelle ist J in Grammkalorien pro Sekunde für die Meterkerze angegeben.

λ	$HJ_\lambda \times 10^7$	λ	$HJ_\lambda \times 10^7$
0,78	23,6	0,58	3,23
0,76	20,6	0,56	2,37
0,74	17,9	0,54	1,69
0,72	15,2	0,52	1,17
0,70	12,8	0,50[1])	0,78
0,68	10,6	0,48	0,50
0,66	8,74	0,46	0,30
0,64	6,99	0,44	0,17
0,62	5,53	0,42	0,09
0,60	4,27	0,40	0,05

1) Sämtliche der folgenden Werte liegen ausser dem Beobachtungsgebiete.

Phys. Institut d. Univ. Upsala.

(Eingegangen 12. Mai 1904.)

Die Wirkung der Lichtintensität auf die Lichtgeschwindigkeit.[1])

Von Thomas E. Doubt.

Jede Messung, welche einen Aufschluss giebt über eine so wichtige physikalische Grösse wie die Lichtgeschwindigkeit, dürfte den Fortschritt der Physik fördern. Die Beziehung zwischen der Lichtintensität und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes ist von grundlegender Bedeutung.

Die gründlichste Untersuchung, welche bisher über die Wirkung der Lichtintensität auf die Geschwindigkeit des Lichtes ausgeführt worden ist, war die Ebertsche.[2]) Ebert untersuchte die Wirkung der Intensität auf die Geschwindigkeit des Lichtes bis auf 1 : 860000, wobei die Intensität im Verhältnis von 1 zu 20 variiert wurde; als Lichtquelle diente Thalliumlicht. Bei einem anderen Versuch mit dem Licht eines Quecksilberfunkens ($Hg\,\alpha$) wurde die Wirkung bis auf 1 : 840000 untersucht, während die Intensität im Verhältnis von 1 zu 250 variiert wurde. Er benutzte auch manche andere monochromatische Lichtquellen, jedoch

1) Inaugural-Dissertation der Universität Chicago.
2) Wied. Ann. 32, 336, 1887.

wurde der Versuch in keinem anderen Falle auf dieselbe Genauigkeit getrieben. Seine Schlussfolgerung lautete, dass die Wellenlänge und daher die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes bis auf fast $^1/_{1000000}$ von der Intensität des Lichtes unabhängig ist, wenn diese im Verhältnis von 1 zu 250 variiert wird.

Die Ebertsche Arbeit übertrifft an Genauigkeit bei weitem die von Lippich[1]) und Muller.[2])

Prof. Michelson sprach die Ansicht aus, dass die Wirkung der Lichtstärke auf die Lichtgeschwindigkeit sich mit weit grösserer Genauigkeit mit Hilfe eines Interferometers würde untersuchen lassen, wie er dieses beim Messen der Wirkung einer Bewegung des Mediums auf die Geschwindigkeit des Lichtes benutzt hat.[3])

Beschreibung des Apparates.

Die bei dieser Untersuchung benutzte Apparatform ist der von Michelson und Morley bei ihrer Untersuchung der Wirkung einer Bewegung des Mediums auf die Geschwindigkeit des Lichtes angewandten sehr ähnlich. Das von einer Lichtquelle in der Richtung A (Fig. 1)

Fig. 1.

kommende Licht trifft die halbversilberte Fläche B, woselbst es sich in zwei Teile teilt. Der eine Teil geht den Weg $C, D, E, F, G, H, J, K, L, M, B$, und der andere Teil den Weg $M, L, K, J, H, G, F, E, D, C, B$. An dem Teilspiegel B vereinigen sich die beiden Teile wieder und werden in der Richtung N mit dem Auge oder mit dem Fernrohr beobachtet. Die spiegelnden Flächen C und M sind auf der Vorderseite versilbertes Spiegelglas. GH ist ein grosses vierkantiges Prisma; EF und KJ sind etwa 4,5 cm im Durchmesser haltende Messungröhren, deren Enden mit planparallelen Glasplatten verschlossen sind und DL ist eine grosse planparallele Glasplatte, die auf der einen Fläche streifenweise versilbert ist. Ein Streifen ist oben versilbert, so dass nur der eine Strahl unbehindert hindurch kann und ebenso ist unten ein anderer Streifen versilbert, so dass das andere Strahlenbündel frei hindurch kann. Die versilberte Fläche wird dazu benutzt, die Intensität des einen Strahlenbündels zu verkleinern, bevor dieses durch den Apparat hindurchgeht, während der in entgegengesetzter Richtung hindurchgehende Lichtstrahl nicht abgeschwächt wird, bis er den langen optischen Weg zurücklegt. Zahlreiche kleinere planparallele in Streifen versilberte Glasplatten wurden gleichfalls eingeführt, und zwar gewöhnlich nur in den einen Weg zur selben Zeit. Da die Wege identisch sind, kann es keinen Unterschied im Mittelpunkte des Mittelstreifens machen, ob die Platten in D oder in L eingebracht sind. Im allgemeinen ruft die Einführung einer Glasplatte in den Weg des einen Strahles eine Veränderung der Streifenbreite oder eine Rotation der Streifen um einen Mittelpunkt oder schliesslich sowohl Veränderung als Rotation hervor.

Die Vorteile dieser Anordnung sind sehr erheblich. Der Apparat erlaubt die Benutzung einer umfangreichen Lichtquelle, wie z. B. einer Gas- oder Bogenlampe oder von Sonnenlicht. Ferner gestattet er, dass die Lichtstrahlen unter verschiedenen Umständen einen sehr langen Weg zurücklegen und hierauf nach dem Trennungsspiegel gebracht werden, woselbst sie interferieren. Der eine Strahl legt mit kleiner Intensität einen sehr grossen Weg zurück, während der andere denselben Weg mit grosser Intensität zurücklegt.

Einstellungen und Beobachtungen.

Die Lichtquelle wurde so eingestellt, dass sie ein Strahlenbündel lieferte, welches die Teilfläche in einem Winkel von 45° trat. Alle Flächen wurden annähernd vertikal gemacht. Das rechtwinklige Prisma wurde in genügender Entfernung von der Teilfläche auf einem Libellentische angebracht. Die Spiegel und Prismen wurden von einzelnen Ziegelpfeilern getragen. Die Spiegel bei C und M wurden so eingestellt, dass sie scharfe senkrechte Streifen ergaben. Die Platte DL wurde hierauf in den Weg des

1) Wien. Ber. **272**, 355, 1875.
2) Pogg. Ann. S. 145, 1872.
3) Am. Journ. Sc. (3). **31**, 1886.

Strahles angebracht, und beide Strahlen durch den freien Teil hindurchgelassen; die Platte wurde dann eingestellt, bis die Streifen wieder scharf und senkrecht waren. Die Lage des Mittelstreifens wurde notiert und die Platte sorgfältig verschoben, so dass ein Silberstreifen einen Weg versperrte. Dann wurde die Lage des Mittelstreifens wieder notiert.

Dieses Verfahren wurde zunächst mit Luft zwischen dem rechtwinkligen Prisma und den Spiegeln angewandt, wobei der Abstand derselben ungefähr 220 cm betrug. Bei sehr dichten Silberfilms war die selektive Absorption beträchtlich, während bei Films von mittlerer Dichte die Wirkung ungefähr dieselbe war, als wenn eine leichte Wolke über die Sonne gekommen wäre; die Intensität wurde nur wenig verringert und die Farben änderten sich nur unbeträchtlich. Diese Wirkung der selektiven Absorption ist beträchtlicher, wenn man mit dem Photometer die durchgelassene Lichtmenge bestimmt. Der gesamte optische Weg, welchen die beiden Strahlen unter verschiedenen Verhältnissen zurücklegen, beträgt 460 cm. Dies wurde in der Weise berechnet, dass man die Entfernung im Glase und den Brechungsindex des Glases, sowie die Entfernung in der Luft in Rechnung zog. Wenn man als durchschnittliche Wellenlänge 0,000057 cm annimmt, so beträgt der optische Weg mehr als 8 Millionen Wellenlängen. Wenn man annimmt, dass ein Verschieben um ein 30stel der Streifenweite sich ohne weiteres feststellen lässt, so würde sich eine Veränderung der Geschwindigkeit um 1 : 240000000 oder eine Veränderung von 124 cm per Sekunde feststellen lassen.

Bei der Feststellung der Empfindlichkeit der Methode wurde eine Reihe von Einstellungen des Okularmikrometers des Beobachtungsfernrohrs auf die dunklen Streifen ausgeführt, welche den Mittelstreifen begrenzen. Der Schnittpunkt des diagonalen Fadenkreuzes (Fig. 2) wurde

Fig. 2.

zur Bestimmung der Lage der Streifen benutzt. Die Figur stellt das Gesichtsfeld des Fernrohres dar, wobei die beiden am Mikrometer befestigten Vertikaldrähte entfernt sind, um die Streifen deutlicher zu zeigen. Die Streifen wurden gewöhnlich so eingestellt, dass sich 7 im Gesichtsfeld befanden.

Folgende Ergebnisse wurden bei weissem Lichte erhalten:

Ablesung des Mikrometerkopfes mit 3 Umdrehungen zwischen jeder Einstellung, zunehmend von links nach rechts.

Die Summe der Differenzen beträgt 589,52. Der durchschnittliche Fehler bei einer Beobachtung ist 9,81 oder 2,5 Proz. Der wahrscheinliche Fehler des Resultats ist 1, 18 oder 0,29 Proz. Die Schlussfolgerung scheint nach obigen Ergebnissen berechtigt zu sein, dass,

Tabelle I.

		Breite des Mittelstreifens	Differenz gegen den Mittelwert
Links	74,4	377,2	—19,1
Rechts	52,6	392,6	— 3,7
Links	60,0	394,6	— 1,7
Rechts	54,6	399,0	2,7
Links	64,4	408,6	12,3
Rechts	63,2	402,5	6,2
Links	60,3	400,7	3,4
Rechts	61,4	—	—
		Mittel 396,3	Änderung 7,01

wenn eine Verschiebung um ein Hundertstel der Breite eines Streifens stattfand, sich diese leicht würde feststellen lassen. Im folgenden habe ich angenommen, dass sich eine Veränderung um ein Dreissigstel Streifenbreite mit Sicherheit feststellen lässt.

Ich benutzte eine grosse Anzahl Silberfilms von zunehmender Undurchsichtigkeit, bis ich einen fand, durch welchen das Licht gerade noch sichtbare Interferenzstreifen hervorrufen konnte. Die durch den Silberfilm durchgelassene Lichtmenge wurde mit dem Glanschen Photometer gemessen. Der Film liess 1 : 290000 hindurch. Auf diese Weise legt ein Strahl einen Weg von 460 cm mit einer Intensität zurück, welche nur 1 : 290000 von der des anderen Strahles ist, und wenn eine Geschwindigkeitsveränderung von 124 cm pro Sekunde stattfand, so würde diese sich entdecken lassen. Es fand aber keine Verschiebung des Mittelstreifens statt. Nun wurden die Röhren eingeführt und der Versuch wiederholt. Hierbei enthielten die Röhren Luft. Keinerlei neue Tatsachen traten auf. Die Streifen waren, wenn die Röhren sich im optischen Wege befanden, etwas kontinuierlicher als ohne dieselben. Wenn die Röhren mit destilliertem Wasser angefüllt sind, so ist der optische Weg grösser als in Luft. In dem einen Falle waren die Röhren je 200 cm lang. Der optische Weg betrug 593,4 cm oder 10400000 Wellenlängen in Luft. Wenn eine Intensitätsveränderung eine Geschwindigkeitsveränderung von 100 cm pro Sekunde hervorriefe, so würde diese sich feststellen lassen.

Die Ergebnisse der beiden Versuchsreihen lassen sich folgendermassen in Tabellenform bringen:

Tabelle II.

Verhältnis der Intensitäten	Länge der optischen Wege	Geschwindigkeitsveränderung, die sich feststellen liesse
Luft . . 1:290000	460 cm	124 cm per sec
Luft . . 1:290000	1000 "	57 " " "
Wasser . 1:250000	593 "	100 " " "
Wasser . 1:43000	1289 "	42 " " "
Schwefelkohlenstoff 1:43000	707 "	80 " " "

Der Versuch wurde so gemacht, dass man die Streifen einstellte, bis sie mit der Senkrechten einen Winkel bildeten. Der Silberfilm wurde eingebracht und die Lage des Mittelstreifens notiert. Bei Winkeln von ungefähr 45^0 resp. 135^0 und bei horizontalen Streifen wurde keine Verschiebung beobachtet. Hieraus lässt sich schliessen, dass eine Veränderung der Winkeleinstellung ohne Wirkung ist.

Diese Versuchsergebnisse bei durch Luft gehendem Licht berechtigen zu der Schlussfolgerung, dass eine Intensitätsveränderung von 1:290000 die Lichtgeschwindigkeit nicht um 57 cm pro Sekunde verändert. Bei Wasser ruft eine Intensitätsveränderung von 1:43000 keine Veränderung von 42 cm pro Sekunde hervor. Bei Schwefelkohlenstoff ruft dieselbe Intensitätsveränderung keine Geschwindigkeitsveränderung von 80 cm pro Sekunde hervor. Es scheint sehr wahrscheinlich nach den mit dem Okularmikrometer vorgenommenen Einstellungen, dass sich eine Verschiebung von einem Fünfzigstel der Breite eines Streifens würde feststellen lassen. Daher übt eine Intensitätsveränderung im Verhältnis von 1:40000 im Wasser auf die Geschwindigkeit keine Wirkung von 1:1000000000 aus.

Ich bin Herrn Prof. Michelson für seine wertvollen Anregungen zu Dank verpflichtet. Herr Dr. Mann sowie die Angestellten des Ryersonschen Physikalischen Laboratoriums haben mich wirksam unterstützt.

Universität Chicago, den 4. Mai 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 18. April 1904.)

Entgegnung auf die Bemerkungen des Herrn F. Ehrenhaft „Zur optischen Resonanz".[1]

Von F. Pockels.

In einer Mitteilung in Nr. 13 dieser Zeitschrift sucht Herr Ehrenhaft die Einwände zu widerlegen, welche ich vor einiger Zeit gegen die Anwendbarkeit der J. J. Thomsonschen Theorie der Zerstreuung elektrischer Wellen an kleinen Metallkugeln auf das optische Verhalten der kolloidalen Metalllösungen erhoben habe.[1])

Mein erster Einwand bezog sich darauf, dass es unzulässig ist, das Verhalten der Metallteilchen gegen Lichtwellen noch auf Grund des für stationären Strom geltenden Leitungsvermögens zu berechnen und dass, wenn man statt dessen das aus den optischen Eigenschaften der massiven Metalle abgeleitete Leitungsvermögen einführt, die beiden bei Thomsons Berechnung des Polarisationsmaximums der zerstreuten Wellen gemachten Voraussetzungen (siehe unten) miteinander unvereinbar werden. Demgegenüber teilt nun Herr Ehrenhaft (l. c. S. 388) eine Tabelle mit, welche zeigen soll, dass auch dann noch zwischen der von der Thomsonschen Rechnung geforderten unteren und oberen Grenze für die Durchmesser $2a$ der Metallkügelchen ein hinreichender Spielraum bleibe. Für jene Grenzen folgen nun aus den Voraussetzungen Thomsons, dass $2a\pi$ einerseits klein gegen die Wellenlänge λ' im umgebenden Medium, andererseits gross gegen $\sqrt{T\sigma}$ (— wo τ die Schwingungsdauer, σ die spez. Leitfähigkeit des Metalls ist —) sein soll, die Werte $\frac{\lambda'}{\pi}$ und $2\frac{\sqrt{T\sigma}}{2\pi}$, nicht, wie Herr Ehrenhaft annimmt, λ' und $\frac{\sqrt{T\sigma}}{2\pi}$. An Stelle der in dessen Tabelle I angegebenen Zahlen müssen demnach folgende gesetzt werden:

	obere Grenze	untere Grenze für $2a$
Gold	$1,4\cdot 10^{-5}$	$1,86\cdot 10^{-5}$
Silber	$1,4\cdot 10^{-5}$	$2,18\cdot 10^{-5}$
Platin	$1,4\cdot 10^{-5}$	$0,65\cdot 10^{-5}$

Es ergiebt sich also nur für Platin die geforderte „obere" Grenze wirklich grösser als die „untere", aber auch hier ist das Intervall zwischen beiden so klein, dass irgendein ihm angehörender Wert $2a$ weder als sehr klein gegen die obere, noch als sehr gross gegen die untere Grenze gelten kann, wie es bei der von Herrn Ehrenhaft herangezogenen Thomsonschen Rechnung vorausgesetzt ist.

Inwieweit die Polarisationsverhältnisse des von den kolloidalen Metalllösungen diffus reflektierten Lichtes sich ungeachtet der Unanwendbarkeit der Thomsonschen Endformeln etwa doch durch die Reflexion an kleinen metallischen Kugeln erklären liessen, wenn man diese streng, d. h. unter Berücksichtigung der dem betreffenden Metall zukommenden optischen Konstanten behandeln würde, will ich (wie schon in meiner früheren Mitteilung gesagt) dahingestellt sein lassen; ich wollte nur darauf hinweisen, dass man auf die angenäherte Über-

1) Felix Ehrenhaft, Zur optischen Resonanz. Diese Zeitschr. 5, 387, 1904.

1) F. Pockels, diese Zeitschr. 5, 152, 1904.

einstimmung der Beobachtungen mit dem Thomsonschen Rechnungsergebnis für das Polarisationsmaximum keine Schlüsse über die Natur und Grösse der suspendierten Teilchen zu gründen berechtigt ist, und ich muss diese Behauptung gemäss der obigen Darlegung auch jetzt noch aufrecht erhalten. —

Herr Ehrenhaft verteidigt zweitens seinen Erklärungsversuch der Absorption der Metalllösungen durch „optische Resonanz" der suspendierten Metallkügelchen, indem er aus der Lage des Absorptionsmaximums die Teilchendurchmesser berechnet (Tabelle II, l. c. S. 390). Die so gefundenen Werte von $2a$, nämlich 0,76 bis $1,2 \cdot 10^{-5}$ cm für *Pt*, 1 bis $1,3 \cdot 10^{-5}$ für *Au*, 0,8 bis $1,1 \cdot 10^{-5}$ für *Ag* genügen aber ebenfalls nicht der Bedingung, klein gegen $\frac{\lambda'}{\pi}$ $(= 1,4 \cdot 10^{-5}$ für mittleres Licht) zu sein, und so bleibt also auch meine Feststellung (l. c. S. 154) bestehen, dass die Erklärung der Absorption durch Resonanz unvereinbar ist mit der gleichzeitigen Anwendung der Thomsonschen Formeln für die Polarisation des zerstreuten Lichtes.

Somit kann ich den Schluss, zu welchem Herr Ehrenhaft in seiner Mitteilung gelangt, nicht als begründet anerkennen.

Heidelberg, 10. Juli 1904.

(Eingegangen 11. Juli 1904.)

Zeitbestimmung für kleine Fallräume nach der Methode von Radacovič.

Apparat für das physikalische und elektrotechnische Praktikum von M. Th. Edelmann, München.

Die von Radacovič-Innsbruck veröffentlichte interessante Methode[1]), minimale Zeiträume zu messen (vermittels Kondensator-Entladung durch einen induktionsfreien Widerstand hindurch), ist wegen der damit verknüpften instruktiven Beobachtungen, Berechnungen und Apparaten-Zusammenstellungen zu Übungszwecken besonders geeignet.

Ein Kondensator mit der Kapazität C enthalte die Elektrizitätsmenge q_0; wird derselbe während einer Zeitdauer t durch einen induktionsfreien Widerstand $= R$ entladen und bleibt dann noch ein Rest von Elektrizität $= q$ im Kondensator zurück, so besteht die Gleichung

$$q = q_0 e^{-\frac{t}{R \cdot C}}$$

Radacovič verbindet nun die beiden Belegungen eines Kondensators mit einer Stromquelle und parallel hierzu noch durch einen passenden Widerstand. Indem er zwei hintereinander aufgestellte Drahtgitter vermittels eines Geschosses zerreissen lässt und hierdurch zuerst die Verbindung des Kondensators mit der Stromquelle und hierauf jene des Kondensators mit dem Widerstande unterbricht, ferner vermittels Schwingungsgalvanometers die anfängliche und dann die Restentladung des Kondensators misst, bestimmt er die Geschwindigkeit moderner Geschosse innerhalb Strecken von nur 8 cm während ihrer Flugbahn. Vermittels des Helmholtzschen Pendel-Unterbrechers kann man leicht nachweisen[1]), dass mit der vorliegenden Methode Tausendstel Sekunden, ja noch viel kleinere Zeitdauern auf mindestens drei Stellen genau gemessen werden können.

Solche Zeitbestimmungen in ihrer Anwendung auf den freien Fall und die Fallmaschine Fig. 1

Fig. 1.

erklären sich aus beistehender Skizze Fig. 2; in letzterer bedeuten E_1 und E_2 zwei Stromquellen (je zwei kleine Akkumulatorzellen), w einen Stöpselrheostaten; S_1, S_4 sind zwei einfache, S_2, S_3 ein doppelter hochisolierter Stromschlüssel, G das Schwingungsgalvanometer, C ein Kondensator, R der induktionsfreie Widerstand[2]); D ist eine aus feinem Drahte gebogene Spirale, welche die Kugel K mit Klemme d verbindet, jedoch die freie Bewegung von K nicht hindern darf.

1) M. Radacovič, Sitzungsber. d. k. k. Akad. der Wissensch. zu Wien. **109**. Abt. IIa. 1900.

1) Annalen d. Physik, vierte Folge. **3**, 274.

2) Vom Apparatenverzeichnis Nr. 25 der Edelmannschen Werkstätte eignen sich: Schlüssel Nr. 1180—1184; Kondensator 1057—1066; Widerstände S. 44 etc.; Galvanometer Nr. 1400, 1405, 1410.

Fig. 2.

Die Kugel K hängt, wenn vermittels des Stromschlüssels S_1 der Stromkreis E_1, a, M, b, S_1, w, E_1 geschlossen wird, am Kerne F des Elektromagneten M. Die metallische Berührung zwischen K und F schliesst den Stromkreis E_2, R, e, d, D, K, F, c, E_2. Gleichzeitig führt eine Strombahn von e durch den Kontakt A nach f und über S_2 zu einer Belegung des Kondensators C, während die andere Belegung durch den Verteilungspunkt g mit E_2 und R verbunden ist. Durch E_2 wird der Kondensator auf einer gewissen Ladung erhalten bis zu dem Augenblicke, in dem durch Öffnen des Schlüssels S_1 die Kugel K von F abfällt; der Kondensator entlädt sich nunmehr durch R hindurch bis zu dem Momente, in welchem die Kugel auf das Bernsteinstück B am Hebel H auffällt und dadurch den Kontakt A aufschlägt.

Die übrigen Drahtverbindungen zwischen S_2, S_3, G, S_4 zeigt die Skizze; S_4 dient, wenn G ein Drehspulen-Galvanometer ist, zum Kurzschliessen desselben (aperiodischen Zurückführen der Skala auf Null).

Der Elektromagnet F endigt nach oben in eine Mikrometerschraube, mit der man Fallhöhen bis zu 30 mm einstellen kann, was an Maassstab N und Mikrometertrommel T abgelesen wird (genau auf $\pm$ 0,01 mm). In der Skizze Fig. 2 sind die dem Fallapparate selbst angehörenden Teile durch eine punktierte Linie eingegrenzt.

Die Fallhöhe Null bestimmt man dadurch, dass zwischen die Klemmen e und f ein Stromkreis mit Galvanoskop oder elektrischer Klingel eingelegt wird, und man nun, während die Kugel am Elektromagneten hängt, die Schraube F gerade so viel herunterschraubt, bis sich der Kontakt A löst; man hört übrigens sehr gut, wenn das Gegengewicht L mit dem Finger gehoben und dann niederfallen gelassen wird (Genauigkeit $\pm$ 0,01 mm), ob der Hebel H bei A metallisch aufschlägt, oder ob das Bernsteinstück B an die Kugel fällt; ferner lässt sich mit Hilfe der gewöhnlichen Mittel (Kathetometer etc.) der Abstand zwischen Kugel und Bernsteinmeniskus ausmessen und die Millimeterschraube F auswerten.

Der Vorgang beim Messen ist folgender. Man stellt zunächst auf eine bestimmte Fallhöhe ein, schliesst hierauf S_1 und hängt die Kugel von Hand an den Elektromagneten. Nun bethätigt man den Kontakt S_3, beobachtet am Schwingungsgalvanometer den der Elektrizitätsmenge q_0 proportionalen Ausschlag und schliesst sodann S_4, bis sich das Galvanometer wieder auf Null eingestellt hat.

Nunmehr schwächt man durch Einhalten von Widerstand bei w (durch vorhergehende Versuche ausprobiert) den Strom im Elektromagneten so weit, dass die Kugel eben nur noch hängen bleibt, öffnet S_1, worauf die Kugel abfällt, und schliesst sofort S_3, wobei man endlich den q proportionalen Ausschlag abliest.

Beispiel: Fallhöhe 1 mm, $R = 100000$ Ohm, $C = 0{,}5$ Mikrofarad; Ausschläge für $q_0 = 122{,}6$, für $q = 92{,}0$ Doppelmillimeter

$$f = (l\,122{,}6 - l\,92{,}0) \cdot 10^{-5} \cdot 10^{9} \cdot 0{,}5 \cdot 10^{-15} = 0{,}01436 \text{ sec.}$$

Dagegen berechnet sich aus dem Fallgesetze:

$$t = \sqrt{\frac{2s}{g}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 0{,}1}{981{,}1}} = 0{,}01427 \text{ sec.}$$

(Eingegangen 11. Mai 1904.)

Neue Quecksilber-Luftpumpen.[1,2]

Von Fortunato Florio.

Einige von mir ersonnene und konstruierte Luftpumpen haben mir so zufriedenstellende Ergebnisse geliefert, dass ich sicher bin, sie dürften in jeder Hinsicht denen von Geissler, Sprengel, Bessel-Hagen, Guglielmo u. s. w. überlegen sein, welche ich des Öfteren zu versuchen Gelegenheit gehabt habe. Sie wirken thatsächlich viel schneller als die letzteren, sind ganz aus Glas und aus einem Stück bestehend und ohne alle Hähne; sie werden durch bequeme rotierende Bewegungen bethätigt, welche bei einigen von ihnen immer gleichförmig und in gleichem Sinne ausgeführt und daher von einem Motor bewerkstelligt werden können.

1) Das Verfahren zur Patentierung dieser Pumpen ist im Gange und wird beim Erscheinen dieser Veröffentlichung sicherlich beendet sein.

2) Nuovo Cimento (5), 5, April 1903.

Ferner kommt bei ihnen das Quecksilber, welches als Kolben dient, niemals mit der äusseren Luft in Berührung und kann daher trocken und sauber erhalten werden; die letzten Luftblasen werden in einen luftverdünnten Raum getrieben; es können auch nicht die geringsten Luftspuren eindringen; bei vorgeschrittener Verdünnung findet kein Mitführen von Luft durch das Quecksilber statt, u. s. w.

Aus all diesen Gründen gestatten sie, mit Bequemlichkeit die äussersten möglichen Verdünnungen zu erreichen und aufrecht zu erhalten.

Fig. 1.

Modell *A*. — Es sei (Figur 1) *ABCDE* ein Glasrohr, dessen Achse in der Zeichnungsebene eine Spirale mit dem Mittelpunkt *O* und einem grössten Krümmungsradius 60 cm beschreibt. Ein anderes gerades Glasrohr von 2 cm Durchmesser und 120 cm Länge, welches ich *a* nennen will, sei so angeordnet, dass seine Achse senkrecht zur Zeichnungsebene durch *O* geht und nach vorne um 40 cm hervorragt; es ist durch den kleinen Kreis bei *O* angedeutet. Vom vorderen Ende von *a* gehen zwei Röhrchen aus, welche bei *B* und *D* in *ABCDE* eingeschmolzen sind. Die Strecke *BCD* betrage etwas mehr als einen halben Umlauf. Das Spiralrohr beginnt mit einem geschlossenen Röhrchen und endet mit einem anderen von 1,5 mm Öffnung. Dieses ist umgebogen und ragt um etwa 15 cm nach hinten aus der Zeichnungsebene heraus, und zwar senkrecht zu derselben, ist dann nochmals umgebogen und an eine kleine Kugel *F* von 30 cm^3 Inhalt angeschmolzen. Diese trägt ein anderes Röhrchen *a'* von 1 mm Lichtweite, welches zum vorderen Ende von *a* führt und an diesem entlang bis auf 1 cm vom andern Ende geht. Der grösseren Deutlichkeit wegen habe ich den Ansatz in *E* in der Lage dargestellt, die er einnehmen würde, wenn er nach einer Drehung um 90^0 in die Zeichnungsebene gelegt würde.

Man denke sich das beschriebene System so angeordnet, dass die Achse von *a* um 45^0 gegen den Horizont geneigt sei und dass die hinteren Enden von *a* und *a'* nach unten gerichtet seien, und so, dass das System um die genannte Achse drehbar sei. Des weiteren mögen die unteren Enden von *a* und *a'* in ein Gefäss mit Quecksilber tauchen. Durch den Boden dieses Gefässes geht ein feines Rohr, welches von dem auszupumpenden Rezipienten herkommt und innerhalb von *a* bis zu dessen oberem Ende geht, wo es auf dem Grunde eines kleinen Napfes mit einem Trockenmittel endet. Durch ein Röhrchen *G* wird in das Spiralrohr so viel Quecksilber gegossen, dass etwas mehr als ein halber Umgang damit gefüllt ist; dann bringt man den Apparat in die bezeichnete Lage und verschliesst *G* mit einem Tröpfchen geschmolzenen Siegellacks.

Man drehe *ABCDE* im Sinne des Pfeiles: ein Teil der Luft aus dem Raume *DGE* wird durch *a'* ausgetrieben werden, während in *a* und dem auszupumpenden Rezipienten eine Verdünnung eintreten wird; ist etwa $^1/_3$ davon ausgetrieben, so drehe man im entgegengesetzten Sinne: es wird ein Moment eintreten, wo etwas von der aus dem Röhrchen bei *D* kommenden Luft ohne Schaden durch das Quecksilber aufzusteigen und den oben genannten Raum zu erfüllen beginnt; während dieser zweiten Drehung wird in *a* eine kleine Druckzunahme eintreten. Wenn das Quecksilber über *D* hinausgelangt ist, drehe man wieder im ersten Sinne: es wird von neuem Luft ausgetrieben werden und eine zweite Luftverdünnung eintreten; darauf drehe man wieder im entgegengesetzten Sinne, bis das Quecksilber über *D* hinausgeht, und so fort. Die Luftaustreibungen bei der Drehung im Sinne des Pfeiles müssen so sein, dass während der darauf folgenden Drehung im entgegengesetzten Sinne die aus dem Röhrchen in *D* austretende Luft nicht durch übermässig lange Quecksilbersäulen aufzusteigen hat.

Wenn die Verdünnung weit vorgeschritten ist, dringt das Quecksilber bis in *F* vor. Dann funktioniert die Pumpe viel schneller als die gegenwärtig gebräuchlichen Quecksilberpumpen, denn das Quecksilber im Spiralrohr kann mit grosser Geschwindigkeit gleiten, es brauchen keine Hähne gehandhabt zu werden, und man hat nur bequeme Drehungen auszuführen. Wenn schliesslich der Druck in *a* unter 1 mm ist, kann man mit der umgekehrten Drehung beginnen, sobald die Bläschen aus *DGE* in *F* angelangt sind; es genügt dann nämlich, die in der kleinen Kugel *F* angesammelte Luft von Zeit zu Zeit auszutreiben. Die Dimensionen von *F* und den anstossenden Röhren sind so bemessen, dass *F*, wenn es während einer Drehung sich mit Quecksilber gefüllt hat, sich durch die während der folgenden eintretende Ausdehnung der Luft in *a'* niemals ganz entleert.

Will man nach erfolgter Verdünnung die äussere Luft in den Apparat eintreten lassen, so braucht man nur das Spiralrohr zu drehen,

bis alles Quecksilber in das Ende *BCD* gelangt, und dann das Siegellacktröpfchen zu erwärmen, durch welches die feine Mündung eines dem Röhrchen *G* ähnlichen, an *a* nahe seinem oberen Ende angeschmolzenen Röhrchens verschlossen ist.

Um den erreichten Verdünnungsgrad zu messen, muss man den Apparat im zweiten Sinne drehen, so dass die Luft aus dem Raume *BA*, dessen Volumen schon vorher bestimmt ist, in das kleine Röhrchen bei *A* zusammengepresst wird, dann hier das reduzierte Volumen ablesen, während der zugehörige Druck durch den Niveauunterschied des Quecksilbers in *ABCDE* gegeben wird. Ich habe auf diese Weise nachweisen können, dass ich die denkbar weitest getriebenen Verdünnungen erreicht habe.

Es ist zu bemerken, dass, sobald der Druck in *a* kleiner als etwa 30 cm geworden ist, der beschriebene Apparat auch funktionieren kann, wenn man ihm eine nur im Sinne des Pfeiles verlaufende Drehung erteilt. Dann kann der Betrieb durch einen Motor erfolgen. Bei jeder Umdrehung wird in dem Spiralrohr ein Quecksilberfall erfolgen, infolgedessen eine Absperrung von Luft und darauf eine Austreibung derselben. Will man die Pumpe in dieser Weise arbeiten lassen, so ist es zweckmässig, die Strecke *DGE* wenigstens einen Umgang lang zu machen.

Bei dem beschriebenen Apparat hat das Spiralrohr unbequeme Dimensionen; um diesen Übelstand zu vermeiden, habe ich daran gedacht, die Konstruktion abzuändern, und habe so die folgenden Modelle erhalten, welche mir gleichfalls sehr gute Ergebnisse geliefert haben.

Modell B. — Man denke sich den grössten Krümmungsradius von *ABCDE* auf 40 cm reduziert und das Ende *DGE* regelmässig deformiert, als ob seine Teilchen im Sinne von *a* um von *D* nach *E* hin regelmässig bis zu einem Maximalbetrag von 40 cm in *E* wachsende Strecken nach unten hin verschoben wären; dann kann man im Innern des so abgeänderten Rohres *ABCDE* Unterschiede im Quecksilberniveau erhalten, welche nicht geringer sind als die im Spiralrohr des Modells *A* enthaltenen, und die so erhaltene Pumpe wird ganz wie die andere wirken können und dabei bequemere Dimensionen haben.

In Figur 2 habe ich einen Längsschnitt eines Modells dargestellt, welches ich von dem in Rede stehenden Apparat angefertigt habe. *HK* stellt das Stativ desselben dar, auf welchem bei *H* ein Paar langer Lager befestigt ist; diese sind mit einer Druckschraube *V* versehen, durch welche ein in ihnen drehbarer Hohlcylinder unbeweglich festgestellt werden kann. Dieser Cylinder trägt das in seinem Innern befestigte Rohr, welches wir früher *a* genannt

Fig. 2.

haben; er trägt ferner eine genau senkrecht angelötete dicke Metallscheibe und hat eine Längsöffnung, um das vorhin mit *a'* bezeichnete Rohr durchzulassen. An der Scheibe sind noch radial und symmetrisch vier eiserne Balken befestigt von je 40 cm Länge; einer derselben, ich will ihn (1) nennen, ist parallel zu *a* nach unten hin um weitere 40 cm verlängert; einer der folgenden, ich nenne ihn (2), ist in ähnlicher Weise um weitere 20 cm verlängert. Das Spiralrohr ist (mit dem Ende *E* und dem anstossenden Ansatzstück) an der Verlängerung von (1), ferner an der Verlängerung von (2), am Balken (3), an (4), an (1) und an (2) befestigt. *LM* stellt endlich das Gefäss dar: es ist eine umgekehrte Flasche mit durchbohrtem Boden und trägt einen Ring mit Bohrung und Klemmschraube, womit es an einem an das Stativ des Apparates angeschraubten Eisenbalken befestigt werden kann. Durch seinen Hals geht, wie man sieht, das Röhrchen, welches den auszupumpenden Rezipienten mit dem oberen Ende des Innenraumes von *a* verbindet; dieses Röhrchen mündet dann auf dem Boden eines Näpfchens mit Phosphorsäureanhydrid. Am Stativ der Pumpe ist ein Eisenbalken befestigt, welcher den auszupumpenden Rezipienten trägt.

Bei diesem Modell habe ich es bequemer gefunden, dem gewöhnlichen Ansatzstück des Spiralrohres die in Figur 3 gezeichnete Form zu geben.

Modell C. — Man denke sich an dem ersten Apparat das Röhrchen in *B* beseitigt, das Ende *A* in Verbindung gebracht mit einem Rezipienten, in welchem immer ein Druck von einer halben Atmosphäre wäre, und den gröss-

Fig. 3.

ten Krümmungsradius des Spiralrohres auf die Hälfte reduziert. Dann kann man durch Drehung des Apparates im Sinne des Pfeiles die Luft in DGE auf mehr als eine Atmosphäre komprimieren und dann austreiben, während bei einer Drehung im entgegengesetzten Sinne das Quecksilber über D hinausgehen kann, ohne in GE hinein zu fallen. Man gelangt so zu einer weiteren Luftpumpe von sehr bequemer Handhabung.

Bei einem Modell, welches ich mir gebaut habe, um diese Pumpe angenähert zu realisieren, hat das Spiralrohr einen Durchmesser von 2 cm, einen grössten Krümmungsradius von 40 cm, und ist zwei Umläufe lang; es endet in einer Kugel von 600 cm^3 Inhalt, welche mit einer kleinen Öffnung versehen ist. Das eben genannte Spiralrohr und die Kugel kann man sich durch die punktierten Linien in der Figur 5 dargestellt denken, welche sich jedoch auf einen anderen, später zu beschreibenden Apparat bezieht: in E' müsste das übliche Ansatzstück dargestellt sein, und in D' die Einmündung des von a zum Spiralrohr führenden Röhrchens. Das Gefäss, sowie a und a' sind in Lagern verlegt, welche um 50 cm tiefer sitzen als bei dem in Figur 2 dargestellten Modell.

Ich habe in gewohnter Weise die bekannte Quecksilbermenge in das Spiralrohr eingeführt, darauf das Gefäss gesenkt, so dass die Enden von a und a' frei waren, und so den Apparat gedreht, um das Quecksilber in die Nähe der Kugel zu bringen, und die feine Öffnung der Kugel mit einem Tropfen geschmolzenen Siegellacks verschlossen. — Dann habe ich das Gefäss gehoben und im umgekehrten Sinne gedreht, bis das Quecksilber etwa 20 cm über D' hinausgekommen war und auf diese Weise die erste Luftaustreibung bewirkt; bei den folgenden Austreibungen verfuhr ich wie mit dem Modell A und gelangte mit grosser Schnelligkeit zu den gewohnten äussersten Verdünnungen. Zum Schluss habe ich den Apparat gedreht, um die ganze Strecke $D'G'E'$ von Quecksilber zu entleeren und in gewohnter Weise die äussere Luft eintreten lassen.

Zusammengesetztes Modell D. — Ich habe gesucht, einen Apparat von bequemen Dimensionen und bequemer Handhabung herzustellen, welcher mit gleicher Geschwindigkeit wie die Kolbenpumpen arbeiten und dabei ein so hochgradiges Vakuum herstellen sollte, wie man es mit den Quecksilberpumpen zu erreichen pflegt, und so habe ich folgendes Modell konstruiert, welches mir auch ausgezeichnete Resultate geliefert hat.

Dasselbe besteht aus zwei übereinander liegenden Teilen; der eine derselben, in welchen auch nicht die geringsten Luftspuren von aussen eindringen können, dient dazu, Verdünnungen bis herunter zu einigen cm zu erhalten; der andere Teil dient dazu, dieselben bis zu den äussersten Grenzen zu treiben. Figur 4 stellt

Fig. 4.

einen Längsschnitt des Modells dar, Figur 5 die Glasteile desselben, in Richtung der Drehungsachse gesehen und ebenfalls um 45° gegen den Horizont geneigt. Wie man sieht, sind hier zwei Metallsysteme, ähnlich dem beweglichen in Figur 2 (jedoch ohne die Verlängerungen der Radialbalken): der Hohlcylinder des einen Systems ist in dem des anderen drehbar, und dieser seinerseits in den bekannten Lagern, welche zwei Klemmschrauben tragen; diese Schrauben fassen in Aussparungen der genannten Cylinder und können diese unabhängig von-

Fig. 5.

einander unbeweglich feststellen. An dem ersten System, dessen Radialbalken etwa 35 cm lang sind, ist ein Röhrensystem befestigt, welches dem des Modells *A* ähnlich und durch die ausgezogenen Linien in Figur 5 dargestellt ist; es ist jedoch die Einmündungstelle *D* gegen *B* hin so verschoben, dass die Strecke *BD* 40 cm lang wird, das von *E* nach *F* führende Röhrchen ist erheblich kürzer, und es ist im Rohr *ABCDE* so viel Quecksilber, dass darin maximale Niveauunterschiede von 5 cm bestimmt werden können.

An dem anderen beweglichen Metallsystem ist ein Spiralrohr mit Kugel angebracht, wie durch die punktierten Linien in Figur 5 angegeben; die Kugel trägt als Verlängerung ein 20 cm langes Röhrchen *e*.

Man denke sich weiter ein Glasrohr *b* (Figur 6), das nebst den übrigen Teilen in natürlicher Grösse dargestellt ist; dasselbe gehe durch ein Fläschchen und sei an dasselbe angeschmolzen; es endige im Innern eines Röhrchens *d*, welches auf dem Grunde des genannten Fläschchens befestigt und unten durchbohrt sei. Steht der Apparat senkrecht, und giesst man Quecksilber hinein bis zum angezeichneten Niveau, so findet man, dass die Flüssigkeit die gezeichnete Stellung annimmt; es kann Luft von *b* nach *c* gehen, ohne durch Quecksilber zu streichen, während man, wie leicht einzusehen, immer bewirken kann, dass die Luft von *c* nicht nach *b* gehen kann; ähnlich verhält es sich, wenn der Apparat um 45° gegen den Horizont geneigt ist. Neben *a* und parallel dazu nahe seinem unteren Ende stehen zwei einander gleiche Apparate von etwas grösseren Dimensionen als in Figur 6 dargestellt; ich nenne die von ihnen ausgehenden Röhrchen *b*, *c*, *b'*, *c'*; das Rohr *b* ist das untere Ende des bekannten Rohres *a'*; die Röhren *c* und *b'* sind parallel zu *a'* verlängert und verlaufen immer längs desselben bis zum oberen Ende von *a*, wo sie beide zusammengeschmolzen sind; *c'* ist dagegen nur wenige Centimeter lang und offen.

Fig. 6.

In Figur 5 sind diese Röhrchen durch kleine Kreise dargestellt. Endlich verbindet ein Kautschukschlauch *f* von ein paar Millimeter Lichtweite, der sich nicht zusammendrückt, wenn in seinem Innern ein Vakuum hergestellt wird, *e* mit einem oben an *c* angeschmolzenen Röhrchen, und zwar mit solchen Ansätzen, dass von aussen keine Luft eindringen kann.

Es sei nun der zweite Teil des Apparates (in Figur 5 ausgezogen gezeichnet) in der gezeichneten Lage unbeweglich; es werde *a* und die Kugel des anderen Teiles (punktiert gezeichnet) mit der äusseren Luft in Verbindung gehalten und das Quecksilber darin bis zur genannten Kugel gebracht, darauf alle Verbindungen mit der äusseren Luft geschlossen. Der bewegliche Teil werde im Sinne des Pfeiles gedreht: es wird Luft durch den Kautschukschlauch gehen, in *b'* und in *c* eintreten und nur durch *b'* und *c'* austreten. Wenn das Quecksilber in *e* ankommt, drehe man etwa einmal im entgegengesetzten Sinne: es wird sich in *e* und den anstossenden Teilen ein luftverdünnter Raum bilden, weil von *a'*, *b* und *c* kommende Luft dort eintritt. Darauf drehe man im ersten Sinne: man wird neue Luft austreiben und bei der folgenden Drehung wieder welche einsaugen, und so fortfahrend wird man in *a* und dem zu entleerenden Rezipienten eine wachsende Verdünnung erhalten, welche bis zu einigen Centimetern fortschreiten kann. Wenn es nicht mehr möglich sein wird, auf diese Weise Luft auszutreiben, lege man das bisher bewegliche System in der Lage fest, bei der der genannte luftverdünnte Raum das grösste Volumen hat, und gebe das andere System frei; dieses handhabe man wie das Modell *A*, wobei die Verdünnung in *a* bis zu den äussersten Grenzen fortschreiten wird.

Es kann eintreten, dass die Luft in dem erwähnten Raum einen Druck erlangt, bei dem das Quecksilber bei den entgegengesetzten Drehungen des beweglich angenommenen Teiles ganz aus *F* ausgetrieben wird: dies muss verhindert werden, indem man in gewohnter Weise Luft in den als fest angenommenen Teil austreibt. Das wird sehr selten oder auch nie eintreten.

Es ist zu bemerken, dass es nur dann nötig ist, das Quecksilber nach *e* kommen zu lassen, wenn die Verdünnung in *a* bis zu wenigen Centimetern gekommen ist, und dass die auszutreibende Luft nicht durch Quecksilber perlen soll: es folgt daraus, dass der erste Teil unseres Apparates schnell arbeiten kann. Im Innern des zweiten Teiles fliesst dann eine unbeträchtliche Quecksilbermenge, und, ausser wenn dieses nahe beim Ansatzstück des Spiralrohres steht, kann man ihm grosse Winkelgeschwindigkeit erteilen. Unser Apparat kann also in allen

Fällen angewendet werden, wo man gegenwärtig Kolbenpumpen verwendet, und er gestattet, die äussersten Verdünnungen viel schneller zu erreichen als mit den anderen jetzt gebräuchlichen Quecksilberpumpen.

Versuche. — Ich führe nun einige der Versuche an, die ich mit meinem oben beschriebenen Modell B angestellt habe.

Ich hatte die Röhren desselben nacheinander mit Salpetersäure, Wasser, Ätzkali, Wasser, Alkohol und destilliertem Wasser gewaschen und dann mit einem vom Ende von a' aus durchströmenden Luftstrom lange Zeit getrocknet. Ich führte in das Spiralrohr die bekannte Menge destillierten Quecksilbers ein, dann in a das Näpfchen mit Phosphorsäureanhydrid und das Rohr aus dem Gefäss. Dann brachte ich letzteres in geeignete Lage, füllte es mit Quecksilber und schmolz das Rohr aus dem Gefäss an eine Crookessche Röhre, welche an dem bekannten an das Stativ des Apparates angeschraubten Balken befestigt war. Dann begann ich in der beschriebenen Weise auszupumpen.

Ich konnte in der Crookesschen Röhre nach und nach die gewohnten Veränderungen in der Entladung beobachten, und in einem bestimmten Punkte sah ich am Fluoroskop ein Leuchten auftreten, welches allmählich bis zu einem Maximum anwuchs und dann merklich abnahm. Ich trieb die Verdünnung weiter, bis die ausgetriebenen Bläschen, obschon sie auf wenige Centimeter Druck gebracht wurden, fast wegen ihrer Kleinheit beim Eintritt in F unsichtbar wurden.

Ich ging dann zur Bestimmung der Verdünnung nach der oben angegebenen Methode über und fand, dass, wenn die Luft im Raume bei A auf $^1/_{30000}$ ihres Volumens verdichtet war, ihr Druck etwa 4 mm betrug. Die Luft in der Crookesschen Röhre stand also unter einem Druck von etwa

$$\frac{1 \times 4}{30000 \times 760} = \frac{1}{5700000}$$

Atmosphäre, einem Druck, den ich nach verschiedenen Tagen fast unverändert erhalten fand.

Ich brachte an dem Balken, welcher dem, der F trägt, gegenüberliegt, ein Gewicht an und konnte feststellen, wie der Apparat bei der Handhabung eine geringe Arbeit erfordert, und wie das Vakuum sich hinreichend leicht herstellt. Ich konnte beobachten, wie nützlich es war, die letzten Bläschen in einen verdünnten Raum zu senden: sie würden sich nur schwer haben austreiben lassen, wenn sie, statt auf einen Druck von wenigen Centimetern gebracht zu werden, den Atmosphärendruck hätten erreichen müssen. Ich konnte auch beobachten, wie nützlich der Umstand war, dass das Quecksilber des Spiralrohrs bei starker Verdünnung der Luft nur mit dieser in Berührung ist: das Mitführen der Luftblasen durch das Quecksilber, wie man es bei den anderen Pumpen findet, tritt bei meiner nicht auf.

Vor allen Dingen empfiehlt es sich, besonders bei weit vorgeschrittener Verdünnung, die Geschwindigkeit des Apparates zu verlangsamen, wenn das Quecksilber in die Nähe von E kommt, eine Vorsicht, die bekanntlich auch bei vielen anderen Pumpen beobachtet werden muss.

Man muss alle möglichen Mittel anwenden, um zu verhindern, dass der trockene Stoss des Quecksilbers, wenn es in das von E nach F führende Röhrchen kommt, einen Bruch verursacht: es ist daher gut, die Röhren zwischen E und F leicht zu krümmen, sie allmählich zu verengen, sie von starker Wandung und schwer zerbrechlicher Qualität zu nehmen und sie ihrer ganzen Länge nach mit reichlichem Kitt in einer passenden Vertiefung der Unterlage einzubetten u. s. f. Zur Abschwächung der trocknen Stösse fand ich es auch gut, das Spiralrohr am Ende A so weit zu verlängern, dass man zwei ganze Umgänge erhält, und, bei vorgeschrittener Verdünnung, das zum Austreiben der Bläschen erforderliche Quecksilber im ersten Umgang, und den Rest, der unwirksam und unschädlich geworden war, im anderen zu halten.

Zum Schlusse gebe ich nochmals der Überzeugung Ausdruck, dass die beschriebenen Pumpen in jeder Hinsicht den übrigen vorzuziehen sind, und ich wünsche daher, dass die unverhältnismässige Arbeit, welche mich diese Veröffentlichung kostet, belohnt werde durch die günstige Aufnahme, welche dieselben finden werden.

Kgl. techn. Institut, Trapani, Mai 1903.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. April 1904.)

Bezeichnung und Benennung der elektromagnetischen Grössen in der Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften V.

Von A. Sommerfeld.

Für die Zwecke der Enzyklopädie hatte ich Vorschläge zur einheitlichen Bezeichnung der in dem allgemeinen Teile der Elektrizitätslehre vorkommenden Grössen, sowie der hauptsächlichsten Operationen der Vektorrechnung ausgearbeitet. Dieselben sind nach mehrfacher Rücksprache mit Herrn H. A. Lorentz, sowie unter Mitwirkung der Herren E. Cohn und W. Wien in manchen Einzelheiten modifiziert worden und haben den Anstoss zur Wiederaufnahme älterer Verhandlungen in der deutschen physikalischen Gesellschaft gegeben, in denen das Problem inso-

fern erweitert wurde, als alle Gebiete der Physik in das System einbezogen werden sollten, andrerseits insofern verengert, als nur die Wahl der Buchstaben, nicht die der Benennungen, der Operationszeichen etc. in Frage stand. Auf dem elektrischen Gebiete stimmen die von der physikalischen Gesellschaft empfohlenen Bezeichnungen[1]) fast vollständig mit denen der Enzyklopädie überein. Ich teile hier unsere Verabredungen mit, in der Hoffnung, dass sich dieselben auch ausserhalb des Kreises der Enzyklopädie-Bearbeiter und über die von der physikalischen Gesellschaft getroffenen Festsetzungen hinaus Freunde erwerben mögen.

1. Die elektromagnetischen Vektoren werden durch deutsche Buchstaben bezeichnet (in der Regel grosse Buchstaben ohne Fettdruck); ihre Komponenten (rechtwinklige oder nach beliebigen krummlinigen Koordinaten) werden durch Indices angedeutet. Kommt es nur auf die Länge, nicht auf die Richtung des Vektors an, so schliesse man das Zeichen des Vektors, wie es in der Funktionentheorie bei den komplexen Zahlen üblich ist, in das Zeichen | | des absoluten Betrages ein. Das letztere kann bei dem häufig vorkommenden Quadrat der Länge, wo keine Verwechselungen zu befürchten sind, fortbleiben. Z. B. im Falle der elektrischen Feldstärke:

$$\mathfrak{E},\ \mathfrak{E}_x,\ \mathfrak{E}_\varphi,\ |\mathfrak{E}|,\ \mathfrak{E}^2.$$

2. Alle Vorzeichenfragen entscheide man nach dem folgenden Grundsatz: Wo einem Drehsinne eine Verschiebungsrichtung (Normalen-Richtung, positive Achsenrichtung) zuzuordnen ist, geschehe dies so, dass diese Richtung zu jenem Drehsinne sich verhält, wie die Fortschreitungsrichtung einer Rechtsschraube zu dem Drehsinne derselben oder wie die Richtung Zifferblatt-Gehäuse zum Uhrzeigersinne. In diesem Falle sagen wir kurz, dass die Fortschreitungsrichtung der Drehrichtung „entspreche". Demnach wählen wir die rechtwinkligen Koordinaten als Rechtssystem, z. B. erste Achse nach Osten, zweite Achse nach dem Zenith, dritte Achse nach Süden, weil bei dieser Wahl die x-Richtung der kürzesten Überdrehung der y-Richtung in die z-Richtung entspricht. Das Analoge gilt für krummlinige Koordinaten hinsichtlich der Reihenfolge der drei Koordinatenrichtungen. Bei der Umlaufung eines Flächenstückes (z. B. Integration über den Rand desselben) wird als positive Seite der Flächennormale diejenige gewählt, welche dem Umlaufsinne entspricht.

3. Das Vektorprodukt zweier Vektoren $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ bezeichnen wir mit

$$[\mathfrak{A}\ \mathfrak{B}];$$

die Pfeilrichtung dieses Vektors entspricht der kürzesten Überdrehung von $\mathfrak{A}$ in $\mathfrak{B}$ und steht senkrecht auf $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$; seine Länge ist gleich dem Inhalt des Parallelogrammes aus $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$. Man sage „Vektorprodukt" und nicht „äusseres Produkt", weil die letztere Grassmannsche Bezeichnung für den „Bivektor" oder die „Flächengrösse" zu reservieren ist, welche direkt das Parallelogramm aus $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ nach Inhalt und Stellung im Raume darstellt. Das Vektorprodukt ist im Grassmannschen Sinne die „Ergänzung" des äusseren Produktes. In der Mechanik ist eine Unterscheidung zwischen Bivektor und Vektor, wie sie durch die scharfe und folgerichtige Begriffsbildung der Grassmannschen Theorie vorgezeichnet ist, am Platze. Z. B. wird man das Moment einer Kraft um einen Aufpunkt als äusseres Produkt der Entfernung des Aufpunktes vom Angriffspunkt der Kraft und der Kraft selbst bezeichnen; von diesem äusseren Produkt nimmt man die Ergänzung und geht zum Vektorprodukte über, wenn es sich um die Zusammensetzung mehrerer Momente handelt. In der Elektrizitätslehre dagegen schien uns durch eine Unterscheidung zwischen Vektor und Bivektor, wie sie von Wiechert konsequent durchgeführt ist (Vektor und Rotor), die Kürze des Ausdrucks beeinträchtigt zu werden, da wir hier über den vektoriellen Charakter der Zustandsgrössen (polaren und axialen Charakter nach der Ausdrucksweise von Voigt) nicht genau unterrichtet sind.

Das skalare Produkt zweier Vektoren $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ bezeichnen wir mit

$$(\mathfrak{A}\ \mathfrak{B});$$

wir sagen skalares Produkt und nicht (mit Grassmann) inneres Produkt.

4. Die drei unausgesetzt vorkommenden Differentiationsprozesse der Vektorrechnung bezeichnen wir mit

grad, rot, div.

Der „Gradient" wird auf eine skalare Raumfunktion u angewandt und als Anstieg derselben definiert; seine Richtung ist die der stärksten Zunahme von u; seine Komponenten nach der x-, y-, z-Richtung lauten:

$$\frac{\partial u}{\partial x},\ \frac{\partial u}{\partial y},\ \frac{\partial u}{\partial z}.$$

Es entspricht dem Wortsinne besser und ist für die Rechnungen bequemer, unter *grad* den Anstieg und nicht das Gefälle zu verstehen, also die Komponenten durch die positiven und nicht durch die negativen Differentialquotienten von u zu definieren.

Die „Rotation eines Vektors $\mathfrak{U}$" gebrauchen wir in derselben Bedeutung, in der sonst vielfach das Zeichen *curl* (oder Quirl) üblich ist. Dass wir zu der von Maxwell ursprüng-

1) Verhandlungen der deutschen Physikal. Gesellschaft, 1903, Heft 3.

lich eingeführten und übrigens von H. A. Lorentz stets benutzten Bezeichnung *rot* zurückgingen, geschah lediglich aus Schönheitsrücksichten, wonach es wünschenswert war, für die drei vorgenannten, oft nebeneinander vorkommenden Symbole ähnliche internationale Zeichen zu haben. Das Vorzeichen der Rotation wird in Übereinstimmung mit der üblichen Festsetzung und der Regel unter 2. so gewählt, dass man durch das Linienintegral um ein hinreichend kleines Flächenstück die Komponente der Rotation nach derjenigen normalen Richtung des Flächenstückes erhält, welche der Integrationsrichtung entspricht. Dass bei einer Flüssigkeitsströmung der Wirbel nach Drehgeschwindigkeit und Achse nicht durch die Rotation selbst, sondern durch die halbe Rotation der Strömungsgeschwindigkeit gegeben ist, ist keine ernstliche Schwierigkeit.

Die „Divergenz eines Vektors $\mathfrak{U}$" wird in der üblichen Weise durch das Integral der nach der äusseren Normalen genommenen Komponente von $\mathfrak{U}$ über eine hinreichend kleine geschlossene Fläche definiert.

Bekanntlich können die drei Zeichen *grad*, *rot*, *div* formal durch das eine, der Quaternionentheorie entstammende Zeichen ∇ („Nabla") ausgedrückt werden. Es erschwert aber die Übersichtlichkeit der Vektorformeln erheblich, wenn man alle Beziehungen lediglich durch diese unanschauliche, weil zu allgemeine Operation ausdrücken wollte.

Für den „zweiten Differentialparameter" schreiben wir, dem überwiegenden Gebrauche folgend, Δ.

5. Auf magnetischem und elektrischem Gebiete stehen sich die beiden Vektorenpaare

$$\mathfrak{H}, \mathfrak{B} \text{ und } \mathfrak{E}, \mathfrak{D}$$

symmetrisch gegenüber. Für $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{E}$ ist die Bezeichnung „Feldstärke" heutzutage die üblichste und der Bezeichnung „Kraft" im allgemeinen vorzuziehen. Für $\mathfrak{B}$ hätten wir gern das Wort „Induktion" beibehalten; dasselbe aber auf $\mathfrak{D}$ zu übertragen, was oft geschehen ist, scheint Verwechselungen zu begünstigen, weil das Wort „elektrische Induktion" bereits eine andere Verwendung hat. Die Bezeichnung „magnetische und elektrische Polarisation" für $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{D}$ (Helmholtz und Hertz) lässt sich mit Rücksicht auf die Elektronentheorie wohl kaum aufrecht halten, da man hier unter Polarisation den von den Elektronen herrührenden zusätzlichen Teil der elektrischen Zustandsgrösse wird verstehen müssen. Das Wort „Verschiebung" für $\mathfrak{D}$ lässt sich auf $\mathfrak{B}$ gewiss nicht übertragen und ist von Maxwell im Anschluss an ein spezielles (und zu spezielles) Bild der elektrischen Vorgänge gewählt; auch Heaviside wünscht diesen Ausdruck durch einen allgemeineren zu ersetzen (Electrical papers II, pag. 25). Wir haben uns daher entschlossen, für $\mathfrak{D}$ und $\mathfrak{B}$ die Worte „elektrische und magnetische Erregung" vorzuschlagen. Die „Erregung" verhält sich zur Feldstärke in gewisser Weise wie Wirkung und Ursache. Diese allgemeine Beziehung wird durch das Wort Erregung in glücklicher Weise zum Ausdruck gebracht; das Wort scheint weder zu speziell noch zu farblos gewählt zu sein. Dementsprechend ist auch von Erregungslinien (= Induktionslinien oder spezieller = Kraftlinien) die Rede.

6. Sehr sorgfältig ist die Wahl der Einheiten überlegt worden. Man kann dabei unterscheiden: Wahl der Zahlenwerte und Wahl der Dimensionen. Nach mehrfachen Abänderungen sind wir zu folgendem Ergebnis gelangt. a) Wahl der Zahlenwerte. Vermeidung der 4π's. Es ist oft, besonders von Heaviside, darüber geklagt worden, dass der Faktor 4π die elektrischen Formeln verunziert. Er ist ein Rudiment der Fernwirkungs-Theorien; denn bei durchaus konsequent festgehaltenem Standpunkt der Feldwirkungsauffassung kann man gar nicht in die Gefahr kommen, den Faktor 4π, der doch die Oberfläche einer um einen Massenpunkt beschriebenen Einheitskugel bedeutet, einzuführen, indem das Coulombsche Gesetz dann nicht mehr zu den Grundthatsachen, sondern zu den entfernten Folgerungen der Theorie gehört. Von diesem Standpunkte aus würde man vielmehr die Einheit der Elektrizität als Flächenladung etwa dadurch festlegen, dass man die Flächendichte der Platten eines Luftkondensators, bei dem pro Volumeneinheit der Zwischenschicht der Energie-Inhalt 1/2 beträgt, gleich 1 setzen würde; oder auch vermittels der räumlichen Dichte dadurch, dass man sagt: Die Ladungsdichte 1 erzeugt in dem umgebenden Äther ein Feld, welches am Orte der Ladung die Divergenz 1 hat. Will man doch die Definition an das Coulombsche Gesetz und die Vorstellung der Punktladungen anschliessen, so müsste man, um die 4π's später zu vermeiden, folgendermassen sagen: Zwei Elektrizitätsmengen 1 üben im Abstande 1 die Kraft $1/4\pi$ auf einander aus; oder: eine Elektrizitätsmenge 1 erzeugt im freien Äther ein Feld, dessen Gesamtstärke auf einer konzentrischen Kugel (= Oberflächenintegral der Feldstärke über die Kugel) 1 beträgt. Hertz hat die Maxwellschen Gleichungen nur teilweise von den Faktoren 4π gesäubert, indem er im freien Äther Feldstärke und Erregung (oder Kraft und Polarisation, wie er sagt) einander gleichmacht; dafür tritt der Faktor 4π bei dem Leitungsstrom auf. Durch die Heavisidesche Modifikation der Einheiten wird diese Säuberung eine vollständige: Der Gesamtstrom zerlegt sich z. B. glatt in einen Verschiebungstrom $\mathfrak{D}$ und einen Leitungsstrom;

die Energieausdrücke werden gleich dem halben skalaren Produkt aus Feldstärke und Erregung; die magnetische Erregung wird einfach gleich Feldstärke + Magnetisierung etc. Gerade für die allgemeine Darstellung der Theorie in der Enzyklopädie erwies sich diese Vereinfachung der Formeln als sehr beträchtlich. Es ist nur natürlich und berechtigt, dass in der Elektronentheorie, wo man es mit geladenen Teilchen zu thun hat, die 4π's dafür an manchen Stellen auftreten, wo sie bei der üblichen Wahl der Einheiten eingespart werden würden.

b) Wahl der Dimensionen. Wo nicht das Gegenteil gesagt wird, werden die elektrischen Grössen: elektrische Feldstärke und Erregung, elektrischer Strom, Leitfähigkeit, elektrische Ladung, elektrostatisch (besser würde man vielleicht sagen: elektrisch), die magnetischen Grössen: magnetische Feldstärke und Erregung, magnetische Menge, Vektorpotential elektromagnetisch (besser würde man sagen: magnetisch) gemessen. Dies entspricht dem Vorgange von Hertz und bringt ein symmetrisches Auftreten der Lichtgeschwindigkeit in den Hauptgleichungen mit sich. Bekanntlich ist E. Cohn mit gewichtigen Gründen für ein System der unbestimmten Dimensionen eingetreten, in welches die der Dimension nach unbekannte Dielektrizitätskonstante und Permeabilität des Äthers, oder (nach Hinzunahme einer passenden Festsetzung) eine dieser Grössen eingeht. Indessen schien uns diese Unbestimmtheit für den praktischen Gebrauch der Formeln eine Erschwerung mit sich zu bringen. (Vgl. dazu Nr. 7 des Art. 13 von H. A. Lorentz.)

7. Ich gebe schliesslich eine Liste der in der allgemeinen Theorie hauptsächlich vorkommenden Zeichen. Dass die Maxwellschen Komponenten-Bezeichnungen f, g, h, P, Q, R etc. ebenso wie die Hertzschen X, Y, Z, L, M, N unzweckmässig sind, liegt wohl auf der Hand. Der Ursprung der im folgenden zusammengestellten Zeichen geht ebenfalls der Hauptsache nach auf Maxwell zurück (art. 618 des Treatise); ausserdem befinden wir uns mit ihnen in Übereinstimmung oder nicht im Widerspruch mit den Festsetzungen der physikalischen Gesellschaft, bis auf einen Punkt: Wir benutzen J für den (spezifischen) Leitungsstrom, was sich wohl von selbst empfiehlt; die physikalische Gesellschaft wünscht J im Anschluss an die Elektrotechnik und an Maxwell für die Magnetisierung beizubehalten, für welche wir $\mathfrak{M}$ schreiben.

$\mathfrak{E}$ elektrische Feldstärke
$\mathfrak{D}$ „ Erregung; im Äther $\mathfrak{D}=\mathfrak{E}$.
$\mathfrak{H}$ magnetische Feldstärke
$\mathfrak{B}$ „ Erregung; im Äther $\mathfrak{B}=\mathfrak{H}$.
c Lichtgeschwindigkeit im Äther.
ε Dielektrizitätskonstante; reine Zahl, im einfachsten Falle $=\mathfrak{D}/\mathfrak{E}$.
μ magnetische Permeabilität; reine Zahl, im einfachsten Falle $=\mathfrak{B}/\mathfrak{H}$.
$\mathfrak{A}$ Vektorpotential der magnetischen Erregung, so dass $\mathfrak{B}=rot\ \mathfrak{A}$.
J Leitungsstrom.
$\mathfrak{C}$ Gesamtstrom; im ruhenden Medium $\mathfrak{C}=J+\dot{\mathfrak{D}}$.
σ Leitungsvermögen; im einfachsten Falle $J=\sigma\mathfrak{E}$.
$\mathfrak{P}$ Polarisation im Dielektrikum, so dass $\mathfrak{D}=\mathfrak{E}+\mathfrak{P}$,
$\mathfrak{M}$ Magnetisierung, so dass $\mathfrak{B}=\mathfrak{H}+\mathfrak{M}$.
ϱ = Raumdichte } wenn nötig als ϱ_e und
ω = Flächendichte } ϱ_m zu unterscheiden.
W Energie-Inhalt der Raumeinheit, elektrischer Energieinhalt W_e. magnetischer W_m.
Q Joulesche Wärme.
$\mathfrak{S}$ Energiefluss oder „Strahl" $=c\,[\mathfrak{E}\,\mathfrak{H}]$.
$\mathfrak{F}$ mechanische Kraft.
$\mathfrak{N}$ Drehmoment der Kraft.
K Kapazität.
L Induktionskoeffizient.
R Widerstand.
λ Wellenlänge.
τ Schwingungsdauer.
$\int \ldots ds$ Linienintegral.
$\int \ldots d\sigma$ Flächenintegral.
$\int \ldots dS$ Raumintegral.

(Eingegangen 18. Mai 1904.)

BESPRECHUNGEN.

Enzyklopädie der Mathematischen Wissenschaften mit Einschluss ihrer Anwendungen. Herausgegeben im Auftrage der Akademien der Wissenschaften zu München und Wien und der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. **Bd. V. Physik,** redigiert von A. Sommerfeld. Leipzig, B. G. Teubner.

Von diesem Werke sind bisher erschienen: Heft 1 des ersten Halbbandes, enthaltend die Artikel:

C. Runge, Mass und Messen, J. Zenneck, Gravitation, G. H. Bryan, Allgemeine Grundlegung der Thermodynamik,

sowie Doppelheft 1 und 2 des zweiten Halbbandes, enthaltend die Artikel:

R. Reiff und A. Sommerfeld, Die Elementargesetze, H. A. Lorentz, Maxwells elektromagnetische Theorie, H. A. Lorentz, Elektronentheorie.

Da es sich zumal bei dem letzten Artikel

um eine zusammenfassende, bisher noch nirgends gegebene Darstellung von berufenster Seite handelt, welche die Entwickelung dieses jüngsten Triebes der physikalischen Forschung in hohem Masse zu fördern geeignet ist, so wird es erwünscht sein, wenn ich an dieser Stelle, ebenso wie bei dem Erscheinen späterer Hefte, in Kürze über den Inhalt der einzelnen Artikel berichte.

Der Artikel 1, Runge, entwickelt zunächst den Begriff des Messens, welches in der Vergleichung eines unbekannten mit einem besser bekannten Vorgange besteht. Die Messungsskalen können qualitativer oder quantitativer Beschaffenheit sein. Insbesondere wird dann das physikalische oder absolute Masssystem besprochen. Daneben kommt auch das technische Masssystem zur gebührenden Geltung, welches auf den Einheiten Länge, Zeit und Kraft aufgebaut ist und sich ebenso konsequent durchführen lässt wie das absolute.

Der Artikel 2, Zenneck, berichtet in seinem ersten Teile über die verschiedenen Methoden zur Messung der Gravitationskonstante und über die hierbei erzielte Genauigkeit. Wenngleich eine ins einzelne gehende Darstellung der Versuchsanordnungen und Versuchsergebnisse aus dem Rahmen einer mathematischen Enzyklopädie herausfällt, so wurde doch an dieser wie an anderen Stellen der prinzipielle Inhalt der Beobachtungsmethoden von der Darstellung keineswegs ausgeschlossen. Der Artikel behandelt weiter die Frage nach der Genauigkeit des Newtonschen Gesetzes, berichtet über die einstweilen bestehenden scheinbaren Abweichungen von diesem Gesetz und die Vorschläge zu seiner Korrektion. Der Schluss des Artikels, der sich mit den Stoss- und Wellentheorien der Gravitation befasst, kommt zu dem bekannten Ergebnis, dass eine fruchtbare Angliederung der Gravitation an andere physikalische Vorgänge bisher nicht gelungen ist.

Der Artikel 3, Bryan, stellt die allgemeine Thermodynamik dar, also in erster Linie die beiden Hauptsätze in ihrer historischen Entwickelung. Der zweite Teil behandelt Gleichgewicht und Stabilität eines thermodynamischen Systems von n Graden der Freiheit. Die hierbei zu entwickelnden Formeln gewinnen durch systematisches Voranstellen des Begriffes der thermodynamischen Potentiale wesentlich an Übersichtlichkeit, eines Begriffes, dem sich bekanntlich die Begriffe freie Energie, Wärmeinhalt, innere Energie etc. als Spezialfälle unterordnen lassen. Im dritten Teile werden die allgemeinen Prinzipien auf besondere Systeme (vollkommene Gase etc.) oder besondere Phasen (Aggregatzustände etc.) angewandt. Der Schluss des Artikels behandelt die mechanischen Analogien zum zweiten Hauptsatz.

Während der erste Halbband ausser in den einleitenden Artikeln 1 und 2 der Thermodynamik und Molekularphysik gewidmet ist, behandelt der zweite Halbband die Elektrizitätslehre und Optik, und zwar in dem vorliegenden Doppelhefte die physikalische Grundlegung der Elektrizitätslehre.

Der Artikel 12 von Reiff und Sommerfeld bespricht in historischer Reihenfolge die Leistungen von Coulomb, Örsted u. s. f. bis hin zu Carl Neumann und Clausius. Vielfach bot sich dabei Gelegenheit, den Zusammenhang des in der älteren Elektrodynamik Gewonnenen oder Erstrebten mit den heute insbesondere in der Elektronentheorie herrschenden Auffassungen zu betonen. Die zum Teil etwas mühseligen Rechnungen der älteren Elektrodynamik lassen sich wesentlich übersichtlicher gestalten, wenn man, wie es in diesem und in den folgenden Artikeln geschieht, die Begriffe und Bezeichnungen der Vektorrechnung zur Anwendung bringt.

Artikel 13 von H. A. Lorentz entwickelt zunächst einige vorbereitende Begriffe und Rechnungsmethoden, wobei eine Reihe von fruchtbaren und zum Teil neuen Sätzen aus der Vektorrechnung bewiesen wird.

Der wesentliche Inhalt der Maxwellschen Theorie wird dann im zweiten Abschnitt durch Angabe und Erläuterung der Hertzschen Grundgleichungen niedergelegt. Dank den eingeführten Vektorbezeichnungen können diese Gleichungen für bewegte Medien in einer nicht wesentlich komplizierteren Form wie für ruhende Medien angeschrieben werden. Unter Bewegung ist dabei diejenige der sichtbaren Materie verstanden; zwischen Materie und Äther wird hinsichtlich ihres Bewegungszustandes nicht unterschieden.

Der dritte Teil bringt die Anwendung dieser Gleichungen auf die verschiedenen Erscheinungsklassen. Bei dem elektrischen Strome werden dabei ausser Verschiebungs- und Leitungsstrom bei hinzukommender Bewegung noch „Konvektionsstrom" (vgl. Rowlandeffekt) und „Röntgenstrom" unterschieden, welch letzterer von Röntgen in seinen magnetischen Wirkungen beobachtet ist und das elektrische Gegenstück zur unipolaren Induktion bildet. Schon hier wird darauf hingewiesen, dass die Theorie, solange sie den Äther nicht von der Bewegung ausschliesst, von einer Reihe von Versuchen an bewegten Medien (Blondlot, Eichenwald, Fizeau etc.), sowie von der astronomischen Aberration keine Rechenschaft geben kann.

Der vierte Abschnitt behandelt allgemeine Folgerungen und Theoreme, so den Satz vom Energiefluss, die mannigfachen Reziprozitäts- und Minimalsätze; ferner werden hier die Spannungen eingeführt, aus denen sich die ponderomotorischen Kräfte in allgemein-

ster Weise ableiten lassen, und es wird die Theorie der Kraftlinien (oder „Erregungslinien") und ihrer Wanderung kritisch beleuchtet.

Der fünfte Abschnitt behandelt die mechanischen Analogien zur Maxwellschen Theorie, so die dynamischen Vorstellungen von Maxwell selbst, die Helmholtzsche Anwendung des Prinzips der kleinsten Wirkung, eine von dem Verf. herrührende und hier vervollständigte Anwendung des d'Alembertschen Prinzipes, sowie die konkreteren hydrodynamischen und elastischen Bilder. Den Schluss des Artikels bildet eine knappe Darstellung der Fernwirkungstheorie von Helmholtz, welche die Maxwellsche Feldwirkungstheorie als Grenzfall in sich enthält, woran sich der Nachweis schliesst, dass in mathematischer Hinsicht eine scharfe Grenze zwischen dem Standpunkt der Fernwirkung und dem der Feldwirkung nicht gezogen werden kann.

Artikel 14, von H. A. Lorentz, Weiterbildung der Maxwellschen Theorie, Elektronentheorie, ist von allen bisher genannten Artikeln der umfangreichste (8 Bogen stark). In der Einleitung wird ausgeführt, wie aus verschiedenen Gründen in älterer und neuerer Zeit die Existenz elektrischer Elementarquanten postuliert worden ist; ferner wird hier die der Elektronentheorie zu Grunde liegende Vorstellung des ruhenden Äthers präzisiert. Das Feld des einzelnen Elektrons bestimmt sich aus den Maxwellschen Gleichungen für den ruhenden Äther, nachdem diese für das Innere eines Elektrons in passender Weise modifiziert sind; zur Vereinfachung der Darstellung des Feldes werden Potentiale, zur Vereinfachung der auf ein Elektron wirkenden Kraft wird der elektromagnetische Impuls eingeführt. Den Schluss dieses ersten Teiles bildet die Transformation der Grundgleichungen auf ein bewegliches Koordinatensystem und die Einführung der Ortszeit.

Der zweite Abschnitt behandelt die Bestimmung des Feldes bei gegebener Lage und Bewegung des Elektrons. Hier wird zunächst der Fall gleichförmiger Translation untersucht; sodann wird, je nach der Verteilung von Ladung und Geschwindigkeit der Bewegung, von elektrisch-polarisierten oder magnetisierten Teilchen (z. B. rotierender geladener Kugeln) gesprochen. Bei veränderlicher Bewegung findet Energieverlust durch Strahlung statt, bei plötzlicher Hemmung entstehen Röntgenstrahlen.

Der dritte Abschnitt handelt von der Bestimmung der Bewegung des Elektrons bei gegebenem äusseren Felde, wobei auch das von der Bewegung des Elektrons herrührende eigene Feld zu berücksichtigen ist. Dasselbe äussert sich in einem Widerstand gegen die Bewegung und in der scheinbaren oder elektromagnetischen Masse des Elektrons. Auch die Wechselwirkung zweier Elektronen wird hier besprochen.

Während man freie Elektronen im Sinne des vorigen Abschnittes nur in den Kathoden- und Bequerelstrahlen vor sich hat, handelt es sich im vierten Abschnitt darum, die Anwendung der Elektronentheorie auf ponderable Körper zu ermöglichen, in denen die Elektronen gebunden oder in ihrer Bewegung beschränkt sind. Die der Beobachtung zugänglichen Erscheinungen beziehen sich hier nie auf das einzelne Elektron, sondern auf einen Elektronenhaufen; es handelt sich dabei um die Mittelwerte aus den Wirkungen unzähliger Einzelfelder. Deshalb wird hier zunächst das Studium solcher Mittelwerte auf das sorgfältigste vorbereitet. Die Grundgleichungen, die man von da aus für die Mittelwerte erhält, stimmen nun im wesentlichen mit den Grundgleichungen der Maxwell-Hertzschen Theorie des vorigen Artikels überein, nur mit dem Unterschiede, dass in dem als „Röntgenstrom" bezeichneten Teile des elektrischen Stromes die „elektrische Erregung" $\mathfrak{D}$ ersetzt ist durch die „elektrische Polarisation" $\mathfrak{P} = \mathfrak{D} - \mathfrak{E}$. Hierdurch werden die Versuche von Eichenwald befriedigend erklärt, während andrerseits der Versuch von Blondlot seine Erklärung findet, wenn man die Wirkung eines Magnetfeldes auf ein bewegtes ponderables Dielektrikum untersucht. Weiterhin kann auf Grund der für die Mittelwerte geltenden Gesetze die Elektrizitätsbewegung in Metallen (inkl. Hall-Effekt), Elektrolyten und Gasen untersucht und es können die Begriffe Dielektrizitätskonstante, Brechungsexponent und magnetische Permeabilität physikalisch erklärt werden.

Der fünfte Abschnitt, „nähere Betrachtung bewegter Systeme", zeigt, wie die von der Erdbewegung abhängigen elektrischen und optischen Erscheinungen und der Fresnelsche Mitführungskoeffizient etc. ihren Platz in der Elektronentheorie finden. Hier wird auch die Theorie von E. Cohn, die lediglich durch geeignete Abänderung der Gleichungen für bewegte Systeme, ohne Zugrundelegung spezieller Vorstellungen jenen Erscheinungen gerecht zu werden sucht, der Elektronentheorie gegenübergestellt.

Den Schluss des Artikels bildet die Besprechung des Michelsonschen Interferenzversuches, bei dem die Elektronentheorie zunächst versagt und zu der Hilfshypothese gezwungen ist, dass sich die Körperdimensionen durch die Bewegung ändern. Diese Hypothese erscheint weniger befremdend, wenn man sich vorstellt, dass die diese Dimensionen bedingenden Molekularkräfte ähnlich wie die elektrischen Wirkungen von der Bewegung beeinflusst werden. Wie sich hiernach unsere Anschauung über

das Wesen der Materie weiter zu entwickeln hätte, wird zum Schlusse angedeutet.

Bei der Redaktion der bisher erschienenen Hefte habe ich wertvolle Unterstützung von verschiedenen Seiten erfahren; ich nenne namentlich:

bei Art. 1, Herrn Kühnen-Potsdam,
„ „ 2, „ Seeliger-München,
„ Oppenheim-Prag,
„ „ 3, „ H. A. Lorentz-Leiden,
„ Kamerlingh-Onnes-Leiden
„ Voigt-Göttingen,
„ „ 12, „ H. A. Lorentz-Leiden,
„ Wüllner-Aachen,
„ C. Neumann-Leipzig.

Allen diesen Herren sage ich aufrichtigen Dank für ihr Interesse an dem Gelingen unseres Werkes. A. Sommerfeld.

(Eingegangen 18. Mai 1904.)

Neuere Litteratur über Radium und Radioaktivität.

Die Fülle neuer Entdeckungen, welche uns die letzten Jahre auf dem Gebiete der Becquerelstrahlen und alles dessen, was mit ihnen zusammenhängt, gebracht haben, lässt jetzt eine kleine Hochflut von Litteratur anschwellen, die sicherlich ein deutliches Zeichen für das grosse Interesse ist, das gegenwärtig den neuen Erscheinungen entgegengebracht wird. Der Einfluss, der im Laufe der Zeit von dem neuen Gebiete aus sich auf weite Schichten der Physik und Chemie erstrecken wird, ist noch kaum abzuschätzen, wird aber allem Anscheine nach sehr gross werden.

Von den neueren Erscheinungen auf dem Gebiete der Litteratur der Radioaktivität sind in erster Linie zu erwähnen:

Mme. Sklodowska Curie, Recherches sur les substances radioactives (Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen.) Doktorthese der Pariser Fakultät der Naturwissenschaften. Zweite durchgesehene und korrigierte Auflage. Paris, Gauthier-Villars. 1904.

Erst vor kurzem (diese Zeitschrift **4**, 891, 1903) hat der Referent über diese für die Geschichte der Radioaktivität so wichtige Arbeit zu berichten Gelegenheit gehabt. Die Thatsache, dass die Arbeit nunmehr schon in 2. Auflage vorliegt, ist ein sprechender Beweis für das Interesse, welches dem ganzen Gegenstande und dessen berufenster Vertreterin entgegen gebracht wird. Eine weitere Besprechung kann mit Rücksicht auf den erst kürzlich erschienenen Bericht über die erste Auflage unterbleiben. Wichtiger zu erwähnen ist, dass gleichzeitig auch eine deutsche Übersetzung der Abhandlung erschienen ist, der die folgenden Zeilen gewidmet sind.

Mme. Curie, Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen. Übersetzt und mit Litteratur-Ergänzungen versehen von W. Kaufmann. gr. 8. VIII und 132 S. mit eingedruckten Abbildungen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1904. Mk. 3,—.

Die vorliegende deutsche Ausgabe von Mme. Curies grosser Abhandlung stellt das erste Heft eines neuen Unternehmens der Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig dar. Diese lässt unter dem Gesamttitel „Die Wissenschaft" eine Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien erscheinen. Die Ausgabe erfolgt in zwanglos erscheinenden einzeln käuflichen Heften. Das neue Unternehmen steht unter Leitung von Prof. Dr. Eilhard Wiedemann und ist durch das vorliegende Heft 1 jedenfalls in bester Weise eingeleitet. Der Name des Übersetzers, der ja auch mit den Studien über Becquerelstrahlen etc. eng verknüpft ist, bürgt für die Güte und Richtigkeit der deutschen Ausgabe und das beigegebene Litteraturverzeichnis leistet bei der Fülle der erscheinenden Arbeiten einen guten Dienst.

Frederik Soddy, Radioactivity, an elementary Treatise from the Standpoint of the Desintegration Theory. (Radioaktivität, eine elementarische Abhandlung vom Standpunkte der Theorie des Atomzerfalls.) London, „The Electrician" Co. 1904.

Zweifellos haben wir es hier mit einer Bearbeitung des Gegenstandes aus berufenster Feder zu thun, hat doch Soddy an der Entwickelung namentlich der neuesten Ereignisse auf dem Gebiete der Radioaktivität einen grossen Anteil genommen als Mitarbeiter von Rutherford und Ramsay. Das über 200 Textseiten und etwa 40 Figuren enthaltende Buch bringt denn auch in sehr übersichtlicher und fesselnder Weise eine Darlegung des trotz seines erst 8 Jahre betragenden Alters schon recht umfangreichen Gegenstandes. Eine anregendere Lektüre kann einem Physiker augenblicklich wohl kaum geboten werden; dasselbe gilt von

Frederik Soddy, Die Entwickelung der Materie enthüllt durch die Radioaktivität. Übersetzt von Prof. G. Siebert. gr. 8. 64 S. Leipzig, J. Ambr. Barth. 1904. M. 1,60.

Dem Leser dieser Zeitschrift wird die Lektüre dieses Büchleins, das Soddys Wilde-Vorlesung vom 23. Februar 1904 in der Literary and Philosophical Society in Manchester in guter Übersetzung enthält, sicherlich ein paar genussreiche Stunden bereiten.

Auch ein Assistent und Mitarbeiter des Ehepaares Curie hat die neuen Erscheinungen zum Gegenstande einer allerdings erheblich kürzeren Behandlung gemacht, von welcher mir eine autorisierte deutsche Ausgabe vorliegt. Wie das nicht anders zu erwarten ist, ist die Darstellung des Verfassers vollinhaltlich klar und richtig. Sie schliesst sich ziemlich eng an die grosse Abhandlung von Frau Curie an, (siehe oben). Der Referent glaubt jedoch mehr auf die französische Originalausgabe als auf die Übersetzung hinweisen zu sollen, da der Verfasser augenscheinlich in der Wahl seines Übersetzers nicht sehr glücklich gewesen ist. Der Titel der Übersetzung ist:

Jacques Danne, Das Radium. Seine Darstellung und seine Eigenschaften. Mit einem Vorwort von Dir. Charles Lauth. gr. 8. 84 S. Mit zahlreichen Abbildungen. Leipzig, Veit & Co. 1904. M. 2,40.

Ebenfalls französischen Ursprungs ist:

Paul Besson, Le Radium et la Radioactivité, Propriétés générales, emplois médicaux. (Das Radium und die Radioaktivität, Haupteigenschaften und medizinische Anwendungen.) Mit einer Vorrede von A. d'Arsonval. Paris, Gauthier-Villars. 1904.

Das in erster Linie an die Mediziner sich richtende Büchlein behandelt in einfacher, aber sachlich richtiger Form die Erscheinungen der Radioaktivität der Radiumverbindungen; dem Leser dieser Zeitschrift bietet das Werkchen nichts Neues, kann aber der einfachen Darstellung wegen zur Lektüre wohl empfohlen werden.

Von deutschen Monographien über Radioaktivität liegt dem Referenten vor die zweite Auflage des Werkchens von Hofmann:

Karl Hofmann, Die radioaktiven Stoffe nach dem neuesten Stande der wissenschaftlichen Erkenntnis. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. gr. 8. 76 S. Leipzig, J. A. Barth. 1904. M. 2,—.

Dies in seiner ersten Auflage namentlich in den Kreisen der Chemiker besonders viel gelesene Büchlein bedarf für seine zweite Auflage, die der schnellen Entwickelung des Gebietes gemäss ganz umgestaltet werden musste, keiner besonderen Empfehlung mehr.

Ferner ist zu erwähnen:

Ernst Ruhmer, Radium und andere radioaktive Substanzen. Unter Benutzung eines von Hammer in Newyork gehaltenen Vortrages bearbeitet und mit zahlreichen Ergänzungen sowie einer ausführlichen Litteraturübersicht versehen. gr. 8. 51 S. Berlin, Fachzeitschrift „Der Mechaniker". 1904. M. 2.50.

Die Behandlung des Stoffes ist hier zu sehr zusammengedrängt, als dass das Werkchen dem Leser dieser Zeitschrift genug bieten könnte, doch verdient die Litteraturübersicht Lob.

Ebenfalls zu kurz und dabei zu unvollständig gehalten ist das Büchlein von:

Hans Mayer, Die neueren Strahlungen. Kathoden-, Kanal-, Röntgen-Strahlen und die radioaktive Selbststrahlung (Becquerelstrahlen). Vom Standpunkte der modernen Elektronentheorie unter Berücksichtigung der neueren experimentellen Forschungsresultate behandelt und im Zusammenhange dargestellt. gr. 8. V u. 68 S. M. Ostrau, R. Papauschek. 1904. M. 1,50.

Dasselbe gilt von dem folgenden als übersichtliche Zusammenfassung erwähnenswerten Werkchen: **Friedrich Neesen, Kathoden- und Röntgenstrahlen sowie die Strahlung aktiver Körper.** 8. VIII u. 240 S. 1904. Mit 50 Abbildungen. Wien und Leipzig, A. Hartleben. Gebunden M. 5,—.

Wie sehr das Gebiet der Radioaktivität sich entwickelt hat und im Wachstum begriffen ist, wird ganz besonders durch die Thatsache erläutert, dass auch schon eine Zeitschrift für dasselbe begründet ist, das:

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik. Unter Mitarbeit von zahlreichen deutschen und ausländischen Forschern. Herausgegeben von J. Stark. Jährlich ca. 4 Hefte, welche einen Band bilden. Leipzig, S. Hirzel. Pro Band M. 16,—.

Das als Vierteljahrsschrift gedachte Jahrbuch ist allem Anscheine nach unter günstigen Auspicien begründet; mehr denn je drängt sich jedem der Entwickelung der Physik Folgenden die Überzeugung auf, dass wir uns in einer für die Entwickelung der Wissenschaft äusserst bedeutungsvollen Zeit eines jugendlich frischen Vorwärtsstürmens befinden. In einer solchen Zeit ist es besonders wichtig, eine Übersicht über die fortschreitende Entwickelung zu erhalten, ein Zweck, dem zu genügen die spezielle Absicht des Jahrbuches ist. Dazu werden ausser einer Litteraturübersicht zusammenfassende Bearbeitungen einzelner Gebiete gegeben, auch Originalmitteilungen gebracht. Die Physik kann nur wünschen, dass die lebhafte Entwickelung, welche die Wissenschaft genommen hat, dazu führen möge, dass auch im vorliegenden Werke im Laufe der Jahre ein reiches Material wissenschaftlicher Entwickelung niedergelegt werden möge.

Gleichzeitig möge auch darauf hingewiesen werden, dass der Herausgeber dieses Jahrbuches vor einiger Zeit drei elementare Abhandlungen, welche in der Naturwissenschaftlichen Rundschau erschienen waren, in Buchform hat erscheinen lassen unter Zufügung einiger Ergänzungen und Litteraturnachweise. Der Titel dieses Büchleins ist:

Johs. Stark, Die Dissoziierung und Umwandlung chemischer Atome. gr. 8. VIII u. 57 S. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1903. M. 1,50.

Die Titel der durch die ursprüngliche Erscheinungsweise gegebenen drei Hauptabschnitte sind:

1. Prinzip der elektrischen Dissoziierung und Leitung in Gasen, Elektrolyten und Metallen.
2. Die Ursache und Natur der Radioaktivität nach den Untersuchungen von E. Rutherford und F. Soddy.
3. Entstehung von Helium und Radium.

Dazu kommen dann noch ergänzende Bemerkungen, die Erläuterungen experimenteller Art, historische Angaben und Litteraturnachweise enthalten. Emil Bose.

(Eingegangen 18. Juni 1904.)

H. v. Helmholtz, Vorlesungen über theoretische Physik. Band II: Dynamik kontinuierlich verbreiteter Massen. Herausgegeben von Otto Krigar-Menzel. gr. 8. VIII u. 247 S. Mit 9 Figuren im Text. Leipzig, J. A. Barth. 1902. M. 12,—.

Die Vorlesung, die diesem Bande zu Grunde liegt, ist von Helmholtz im Sommersemester 1894 an der Berliner Universität gehalten worden, musste aber bereits am 11. Juli wegen seiner plötzlichen Erkrankung, die dann zu seinem Tode führen sollte, abgebrochen werden. So ist auch das Werk auf diesem Gebiete nur ein Torso geblieben. In den beiden ersten Abschnitten werden die allgemeinen Prinzipien und Grundgleichungen für die Kinematik und Dynamik der Kontinua entwickelt, während die speziellen Anwendungen des dritten Teiles auf die bekanntesten Fälle in der Elastizitätstheorie fester Körper, auf die einseitige Dehnung, die Torsion und Biegung von Cylindern beschränkt sind. Der vierte Teil, der bei vorgeschriebenen Kräften die Bestimmung von Deformation und Bewegung der Massen zur Aufgabe hat, giebt eine rein mathematische Theorie der betreffenden Differentialgleichungen, die mit den Theoremen der Potentialtheorie in enger Beziehung stehen, und schliesst mit den longitudinalen und transversalen Kugelwellen als besonders wichtigen Lösungen des Schwingungsproblemes. Als ergänzende Fortsetzung könnte hier die im zweiten Bande herausgegebene Vorlesung über die mathematischen Prinzipien der Akustik betrachtet werden. Dagegen fehlt leider die eigentliche Hydrodynamik mit der Theorie der Flüssigkeitswellen und den allgemeinen Wirbelgesetzen, die von ihrem Schöpfer gewiss eine besonders lichtvolle Darstellung erfahren hätten. — Die Entwickelung der Grundprinzipien unterscheidet sich von der üblichen, wie auch der Kirchhoffschen hauptsächlich durch eine grössere Ausführlichkeit in der Begriffsentwickelung mit besonderer Bezugnahme auf die Ergebnisse und Bedürfnisse der empirischen Forschung. Gleich im Anfange findet sich eine ausführliche Diskussion über das Verhältnis zwischen der Vorstellung kontinuierlich verbreiteter Massen zur Molekulartheorie und der Unterscheidung zwischen geordneten und ungeordneten Bewegungen. Sehr dankenswert ist im zweiten Teile bei den Symmetrieeigenschaften des elastischen Potentiales der Exkurs über die in der gesamten theoretischen Physik so wichtigen orthogonalen Invarianten. Dagegen fehlt leider jede Bezugnahme auf die Thermodynamik, die an dieser Stelle gleichfalls nahe gelegen hätte. — Die von dem Bearbeiter wie vom Verlage auf Stil und Ausstattung des Werkes verwendete Sorgfalt ist auch bei diesem Bande anerkennenswert.

E. Zermelo.

(Eingegangen 12. Juni 1904.)

Kurt Geissler, Die Grundsätze und das Wesen des Unendlichen in der Mathematik und Philosophie. gr. 8. VIII u. 417 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1902. M. 14,—.

Wenn ein Verfasser es unternimmt, das seiner Meinung nach noch immer ungeklärte Dunkel des Unendlichkeitsbegriffes durch eine neue Theorie aufzuhellen, und dabei 344 von 417 Seiten der mathematischen Fassung und Anwendung dieses Begriffes zuweist, die dann folgende philosophisch-historische Diskussion also wohl nur als einen Anhang betrachtet, so sollte man erwarten, dass er sich mit dem heute geltenden Unendlichkeitsbegriffe der Mathematiker hinreichend vertraut gemacht habe, um sich mit ihm, sei es fortführend, sei es ablehnend, kritisch auseinanderzusetzen. Dies ist aber bei dem vorliegenden Werke durchaus nicht der Fall. Schon der fundamentale Unterschied zwischen dem „Aktual"-Unendlichen der „Mengenlehre" und dem „Potentiell-Unendlichen" der Differentialrechnung, zwischen dem gezählten und dem gemessenen Unendlichen scheint dem Verfasser, der an anderer Stelle doch auch G. Cantor citiert, nicht zum klaren Bewusstsein gekommen zu sein. In der Thatsache, dass Strecken verschiedener Länge gleichviel Punkte enthalten, dass also eine unendliche Punktmenge einem ihrer Teile äquivalent sein kann, erblickt er einen „Widerspruch", der erst durch seine subjektivistische Theorie der „Weitenbehaftung" gelöst werden könne. Seine Kenntnis der Infinitesimalrechnung scheint er aber ausschliesslich Lehrbüchern entnommen zu haben, die in ihrer unklaren Fassung der Grundbegriffe auf einem durchaus überwundenen Standpunkte stehen, und so stellt denn auch seine eigene Theorie nicht sowohl eine kühne

Neuerung als vielmehr eine Rückkehr in veraltete und längst widerlegte Auffassungen dar. Seine Unkenntnis oder sein Missverständnis des modernen Grenzbegriffes, der seit Cauchy und Weierstrass Gemeingut der Mathematiker geworden ist, geht schon aus seinem Abschnitte „Limes oder mathematischer Grenzwert" (S. 72—89) unzweifelhaft hervor, noch deutlicher aber aus seiner in Dialogform gehaltenen Diskussion des Tangentenbegriffes (S. 335—344), die hier der Einfachheit halber als typischer Fall zur Charakterisierung seines Standpunktes dienen möge. Allerdings ist die Tangente in einem Punkte P einer Kurve, wie ganz richtig ausgeführt wird, weder eine Sehne mit zwei verschiedenen Schnittpunkten, denn sonst wäre es eben eine Sehne und keine Tangente, noch auch eine mit zwei wirklich „zusammenfallenden" Schnittpunkten, denn sonst hätte sie eben nur den einen Punkt mit der Kurve gemein, und ihre Richtung bliebe unbestimmt. Aber sie ist die Gerade, welche die ganze Schar der von P aus nach einer Seite gezogenen Sehnen abgrenzt, und wird somit sehr anschaulich als ihre „Grenzlage" bezeichnet. Nach der Theorie des Verfassers dagegen geht die Tangente wirklich durch verschiedene Punkte der Kurve, allerdings unendlich benachbarte, die nur für die rohere „Weitenbehaftung des Endlichen" zusammenfallen, ja sie hat ein ganzes geradliniges Stück mit der Kurve gemein. (S. 54 u. 111.) In der gleichen Weise sollen alle Infinitesimalbegriffe dargestellt werden durch eine Art aktual unendlich kleiner Grössen verschiedener Ordnung, die nur je nach der willkürlich gewählten „Weitenbehaftung" gewisse Vereinfachungen gestatten. —. Dass bei einer solchen Vorstellung, auch wenn sie sich widerspruchslos durchführen liesse, die enge Beziehung dieser Begriffe auf das Verhalten des Endlichen, der das Unendliche hier allein Ursprung und Existenzberechtigung verdankt, verwischt werden, wo nicht verloren gehen muss, liegt auf der Hand. Eine mathematisch präzise Formulierung und Durchführung der Theorie, die zu einer Entscheidung über ihre Widerspruchslosigkeit führen könnte, wird aber auch gar nicht versucht, sondern statt dessen mit mehr oder weniger plausibelem Raisonnement die verschiedensten Elementaraufgaben in diesem Sinne gedeutet. — Die Darstellung, gefällig und populär, die dem Leser möglichst wenig Vorkenntnisse und Anstrengung zumutet, scheint dem Werke eine gewisse Verbreitung und Bedeutung in Laienkreisen verschafft zu haben. Zu wahrer Aufklärung über den mathematischen Unendlichkeitsbegriff aber wird es seiner ganzen Tendenz und Anlage nach unmöglich dienen können.

E. Zermelo.

(Eingegangen am 12. Juli 1904.)

Heinrich Weber, Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik. Nach Riemanns Vorlesungen neu bearbeitet. II. (Schluss-)Band, 4. Auflage. gr. 8. XI u. 527 S. mit Abbildgn. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1901. M. 10,—, in Halbfranz geb. M. 11,60.

Während der erste Band des Weberschen Werkes ausser der allgemeinen mathematischen Grundlegung die Mechanik und Elektrizitätstheorie ausführlicher behandelt, ist der zweite und letzte Band vorwiegend den Kapiteln der mathematischen Physik gewidmet, die den Hauptgegenstand der früheren Hattendorfschen Bearbeitung Riemannscher Vorlesungen über partielle Differentialgleichungen bildete, den Theorien der Wärmeleitung und der Schwingungen. Als mathematische Vorstufe vorausgeschickt wird ein Auszug aus der Theorie der gewöhnlichen linearen Differentialgleichungen, speziell der hypergeometrischen, die Darstellung der hypergeometrischen Funktionen durch Reihen und Integrale, die Theorie der allgemeinen Riemannschen P-Funktion und schliesslich eine kurze Behandlung der aus gewöhnlichen Differentialgleichungen fliessenden Oszillationstheoreme als einer wichtigen Grundlage für die Schwingungstheorie. — Von den Wärmeleitungsproblemen werden zunächst die eindimensionalen betrachtet, die auf die bekannte Wärmeleitungsgleichung in drei Variablen führen und in der Regel mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsintegralen und Θ-Funktionen gelöst werden, mit einer Anwendung auf das Vordringen des Frostes in einem einseitig begrenzten Medium. Die Theorie der dreidimensionalen Wärmeprobleme wird unter Berücksichtigung der „äusseren Wärmeleitung" allgemein diskutiert, wobei sich Entwickelungen nach den Wurzeln transzendenter Gleichungen ergeben, und schliesslich auf das Wärmeproblem der homogenen Kugel angewendet. Das dritte Buch beginnt mit den allgemeinen Grundlagen der Elastizitätstheorie, die sofort auf den Fall isotroper Körper spezialisiert werden, und behandelt von den statischen Problemen, ausser der allseitigen und einseitigen Dehnung, im Anschluss an Saint Vénant die Torsion eines Cylinders von kreisförmigem und elliptischem Querschnitte sowie auch zum Schluss den Fall kannelierter Säulen von besonderer Form. Der Druck eines schweren Körpers auf eine elastische Unterlage wird zunächst mit Hilfe von Elementarlösungen behandelt und sodann mit Boussinesq auf ein elektrostatisches Problem zurückgeführt. Als einfachstes dynamisches Problem bietet sich naturgemäss die Bewegung gespannter Saiten und wirkt als vorbildliches Beispiel für die verschiedenen Integrationsmethoden, unter denen auch die Riemannsche hier zuerst eingeführt

wird. Die Schwingungen einer gespannten Membran werden zunächst für die speziellen Fälle einer rechteckigen, kreisförmigen, elliptischen und parabolischen Begrenzung untersucht, und sodann die Grundzüge der allgemeinen Theorie entwickelt, die mit Hilfe einer dem Dirichletschen Prinzip analogen Betrachtungsweise auf die Existenz einer Grundschwingung und unendlich vieler Oberschwingungen führt. Im Anfange des vierten Buches werden die Grundgleichungen der elektrischen Schwingungen aus der Maxwellschen Elektrizitätstheorie entnommen, sie werden dann aber zunächst nur auf lineare Ströme und auf die sogenannte „Telegraphengleichung" angewendet und zuletzt wird die Reflexion ebener Wellen wegen ihrer optischen Bedeutung ausführlicher behandelt. In einer späteren Auflage dürfte sich aber auch eine Berücksichtigung der neueren Forschungen auf diesem Gebiete empfehlen, unter denen die Theorie bewegter elektrischer Quanten als Grundlage der Lorentzschen „Elektronentheorie", die von einem Senderdrahte ausgehenden Wellen als Grundlage der Funkentelegraphie und schliesslich auch die Poincaré-Sommerfeldsche Diffraktionstheorie besonderes Interesse beanspruchen dürften.

Das fünfte und letzte Buch behandelt nach Aufstellung der hydrodynamischen Grundgleichungen und der Wirbelgesetze mit besonderer Ausführlichkeit die Bewegung fester Körper in einer reibungslosen Flüssigkeit und sodann die Unstetigkeitsflächen und ebenen Strahlbildungen mit Hilfe der konformen Abbildung, ohne aber auf die Theorie der Oberflächenwellen einzugehen. Den Schluss bildet ein Abschnitt über die Fortpflanzung von Stössen in einem Gase, eine äusserst klare und anregende Darstellung und Weiterführung der Riemannschen Untersuchung über die Schallschwingungen von endlicher Schwingungsweite. Wohl nicht absichtslos hat der Herausgeber gerade eine der glänzendsten Entdeckungen Riemanns an den Schluss seines Werkes gestellt, das, ursprünglich aus Riemannschen Vorlesungen hervorgegangen, in vorbildlicher Weise dazu beitragen wird, in die tiefen und schwerer zugänglichen Ideen der grossen Forscher einzuführen, sie zum Gemeingute zu machen und dadurch wieder zur Fortsetzung ihrer Untersuchungen anzuregen. E. Zermelo.

(Eingegangen 18. Juni 1904.)

Wilhelm Weber und Rudolf Kohlrausch, Fünf Abhandlungen über absolute elektrische Strom- und Widerstandsmessung. Herausgegeben von Friedrich Kohlrausch. 8. 116 S. mit 2 Bildnissen und 2 Figuren im Text. (Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, Heft 142.) Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1904. Mk. 1,80.

Das mit den Bildern Webers und Kohlrauschs geschmückte Bändchen enthält die folgenden Arbeiten: 1. Weber, Messung starker galvanischer Ströme bei geringem Widerstande nach absolutem Masse. 2. Weber, Über das elektrochemische Äquivalent des Wassers. 3. Weber und Kohlrausch, Über die Elektrizitätsmenge, welche bei galvanischen Strömen durch den Querschnitt der Kette fliesst. 4. Weber, Messungen galvanischer Leitungswiderstände nach einem absoluten Masse. 5. Weber, Zur Galvanometrie (nur die Hauptabschnitte, sonst Referat). An diese Arbeiten, auf deren Wichtigkeit hinzuweisen überflüssig ist, schliessen sich kurze Biographien der beiden Forscher, ferner eine ausführliche Einleitung und wissenschaftliche Anmerkungen des Herausgebers F. Kohlrausch. Emil Bose.

(Eingegangen 9. März 1904.)

W. Ostwald, Grundlinien der anorganischen Chemie. 2. verbesserte Auflage. gr. 8. XX und 808 S. mit 126 Textfiguren. Leipzig, W. Engelmann. 1904. Gebunden Mk. 16,—.

Die Thatsache, dass eine Zahl von 4000 Exemplaren der ersten Auflage im Laufe von drei Jahren völlig vergriffen war, zeugt nicht nur für die grosse Zahl der Anhänger der Ostwaldschen Anschauungen, sondern auch dafür, dass sich selbst die Vertreter abweichender Anschauungen dem eigenartigen Reize eines Ostwaldschen Buches nicht zu entziehen vermögen. Die erste Auflage ist in dieser Zeitschrift, Band 2, Seite 247 so eingehend und von berufenster Seite aus gewürdigt worden, dass der Referent fast nichts hinzuzufügen hat. Der Verfasser hatte in der ersten Auflage für den Begriff des spezifischen Volums das Wort „Räumlichkeit" erfunden, es jetzt aber, da es ihm selbst offenbar nicht sonderlich gefällt, durch das Wort „Räumigkeit" ersetzt. Ob es überhaupt angezeigt ist, gewissermassen internationale Bezeichnungen auszumerzen, möchte der Referent dahingestellt sein lassen, doch kann er weder das erste noch das zweite Ersatzwort für den Begriff des spezifischen Volums schön finden. Obgleich dem Berichterstatter das Gesetz von der Erhaltung der Masse unter dem Namen eines Gesetzes von der Erhaltung des „Gewichtes" etwas degradiert erscheint, so möchte er doch nicht unterlassen, darauf hinzuweisen, dass sich auf Seite 43, Zeile 11 von unten, der verpönte ältere Ausdruck doch versehentlich einmal erhalten hat.

Emil Bose.

(Eingegangen 9. März 1904.)

James Walker, Einführung in die physikalische Chemie. Nach der 2. Auflage des Originals unter Mitwirkung des Verfassers übersetzt und herausgegeben von H. v. Steinwehr. gr. 8. X und 428 S. mit 48 Abbildungen. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn, 1904. Mk. 6,—.

Nunmehr ist auch die kleine physikalische Chemie von Walker in Übersetzung erschienen, eine Thatsache, welche der Referent, der selbst Übersetzer eines Walkerschen Büchleins ist, nur mit Freude begrüssen kann. Walker besitzt zweifellos eine besonders ausgeprägte Fähigkeit, die Grundlagen der chemischen Wissenschaften in leicht fasslicher und anschaulicher Weise zu behandeln. Das tritt auch in dem vorliegenden Werke deutlich zu Tage. Bei der grossen Zahl vorzüglicher Lehrbücher auf physikochemischem Gebiete wird nur ein eigenartiges und mit unzweifelhaften Vorzügen ausgestattetes Werk sich Freunde gewinnen können. Die besondere Einfachheit der Behandlung mit der leichtfasslichen Darstellung verbunden macht jedoch das Walkersche Buch zweifellos sehr geeignet, als Einführung in das Studium der physikalischen Chemie und damit gewissermassen als Einleitung zu den grossen Lehrbüchern derselben zu dienen. Eine Anzahl sehr instruktiver Figuren trägt dazu wesentlich bei. Emil Bose.

(Eingegangen 9. März 1904.)

Olof Linders, Die für Technik und Praxis wichtigsten physikalischen Grössen in systematischer Darstellung sowie die algebraische Bezeichnung der Grössen. Physikalische Masssysteme, Nomenklatur der Grössen und Masseinheiten. gr. 8. XII und 326 S. mit 43 Figuren. Leipzig, Jäh & Schunke. 1904. Gebunden Mk. 10,—.

Das vorliegende Buch eines schwedischen Ingenieurs stellt einen Versuch dar, die praktisch wichtigen physikalischen Grössen in möglichst einfachem physikalischen Gewande zu behandeln, dagegen aber auf der Grundlage einer vom Verfasser erdachten möglichst international gehaltenen Bezeichnungsweise. In diesem letzteren Umstande liegt wohl der Hauptgrund, weshalb der Inhalt des Buches (vorsichtig ausgedrückt) nur schwer geniessbar ist. Wer an die bequemen magnetischen Bezeichnungsweisen gewöhnt ist, wird es gewiss nicht besonders verlockend finden, sich plötzlich in ihre Ersetzung durch lauter russische Buchstaben zu fügen. Auch die Bezeichnungsweise sämtlicher Koeffizienten durch den Buchstaben *k* mit den verschiedensten Indices gehört nicht gerade zu den Annehmlichkeiten bei der Lektüre. Zu solchen künstlich zustande gebrachten Schwierigkeiten kommen noch häufige sachliche Mängel, die bisweilen, so in den elektrochemischen Daten, direkte grobe Fehler darstellen, bisweilen dagegen durch Verzicht auf wohldefinierte bekannte Begriffe zum mindesten sehr unpraktisch erscheinen müssen. Einzelne Vorschläge des Verfassers, betreffend die Benennung von wissenschaftlich und technisch wichtigen Grössen sind wohl nur geeignet, Heiterkeit zu erregen. Alles in allem bedauert der Referent, das Buch den Lesern dieser Zeitschrift nicht empfehlen zu können. Emil Bose.

(Eingegangen 9. März 1904.)

K. Prytz, Hovedtråkkene af de vigtigste fysiske Maale metoder (Grundzüge der wichtigsten physikalischen Messmethoden). 224 Seiten mit 117 Textabbildungen. Kopenhagen, Jul. Gjellerup. 1902.

Das für Studierende der „Polytekniske Läreanstalt" in Kopenhagen bestimmte Buch will allein solche Mess- und Untersuchungsmethoden behandeln, die nicht spezielleren physikalischen Problemen zu Grunde liegen, sondern innerhalb grösserer Gebiete eine allgemeinere Bedeutung haben. Von diesem Gesichtspunkte aus wird die starke Betonung der Mechanik erklärlich, die etwa die Hälfte des Buches für sich in Anspruch nimmt.

Der Verfasser schickt im ersten Kapitel eine Auseinandersetzung über Auswertung von Beobachtungsfehlern und das Auffinden richtiger Mittelwerte derselben voraus, wobei er diese Methoden an den in diesem Abschnitt besprochenen Längenmessungen erläutert. Recht gründlich werden Winkelmessungen, Gewichts- und Volumbestimmungen besprochen, wobei auf genaue Beschreibung und Behandlung der Hilfsmittel voller Wert gelegt wird. Etwas kürzer behandelt der Verfasser Zeitmessungen, sowie Messungen von Kräften und Momenten, von welchen er eigentlich nur Torsionskräfte berücksichtigt. Recht schön ist der Abschnitt über Messung von Bewegungen.

Aus dem Gebiete der Wärmelehre werden neben sehr flüchtigen kalorimetrischen Messungen nur Temperaturbestimmungen eingehend behandelt. Die Optik fällt ganz aus und von elektrischen Messungen bringt das Buch auch nur sehr wenig, da lediglich einiges über Stromstärke, Spannungs- und Widerstandsbestimmungen gegeben wird.

Ist somit der gebotene Stoff etwas knapp, so ist das Behandelte doch stets korrekt und streng wissenschaftlich dargestellt, der Ausdruck überall klar und präzis. Von höherer Mathematik (Integralrechnung) wird nur ganz vorübergehend Gebrauch gemacht. Die Abbildungen

sind meist schematisiert, aber durchaus gut und brauchbar. Behrendsen.

(Eingegangen 15. März 1904.)

B. Kolbe, Anleitung zu 30 der wichtigsten Schulversuche mit dem Differential- und Doppelthermoskop. II. Auflage. 35 S. Berlin, F. Erneckes Verlag. 1904.

Das Werkchen giebt zunächst eine Beschreibung des Kolbeschen Doppelthermoskopes, welches dem bekannten Looserschen Apparate sehr ähnlich, aber grösser als derselbe ist und, wie der Verfasser angiebt, die Fehler des älteren Vorbildes beseitigen soll. Es werden eine Reihe von Versuchen beschrieben, die sich mit dem Apparate anstellen lassen (gerade wie das schon früher Looser gethan (s. diese Zeitschrift Bd. 3, S. 346). Von diesem gehören 16 Versuche in die eigentliche Wärmelehre, 7 beschäftigen sich mit elektrischen Messungen (Joulesche und Peltiersche Wärme). Ausser 2 Osmoseversuchen wird dann noch eine Reihe von Versuchen angegeben, bei welchen nur die Manometer des Apparates zu benutzen sind.

Behrendsen.

(Eingegangen 17. März 1904.)

M. Kuhn, „Apparat für den Torricellischen Grundversuch" und „Pneumatischer Universalapparat". 7 u. 8 Seiten. Wien, Selbstverlag. 1904.

Zwei kurze Broschüren des genannten Verfassers wollen die Aufmerksamkeit auf zwei Glasapparate zu Versuchen aus dem Gebiet der Aëromechanik lenken. Der erstere besteht aus einer U-förmigen Röhre auf Stativ mit 3 Hähnen und lässt sich als leicht füllbares Quecksilber-Barometer sowie zum Nachweise des Boyle-Mariotteschen Gesetzes verwenden.

Der andere Apparat setzt sich aus 2 Teilen, einem „Spannungs"- und einem „Strömungsapparat" zusammen, von welchen der erstere zwei kugelförmige Rezipienten aufweist, an die seitlich sich je zwei Manometer anfügen, und in welchen durch eine Stiefelpumpe die Luft verdichtet oder verdünnt werden kann. Der Strömungsapparat besteht aus einem Leitungsrohr mit aufgesetzten Manometerröhren, die oben verbunden sind. Beide Teile können getrennt oder kombiniert verwendet werden und gestatten einen ziemlich vielseitigen Gebrauch.

Behrendsen.

(Eingegangen 17. März 1904.)

A. Berliner, Lehrbuch der Experimentalphysik in elementarer Darstellung. gr. 8. XVI und 857 S. mit 3 lith. Taf. und 695 zum Teil farb. Abbildungen im Texte. Jena, Gust. Fischer. 1903. M. 14,—, gebunden 16,50.

Das ziemlich umfangreiche, trefflich ausgestattete Werk hat der Verfasser für solche Studierende bestimmt, welche die Physik mehr als Hilfswissenschaft zu betrachten haben, wie Chemiker, Mediziner, doch soll es auch jungen Physikern in den ersten Semestern zum Gebrauche dienen können. Dementsprechend ist die Darstellung, wenn auch auf durchaus wissenschaftlicher Basis stehend, elementar und zwar ausserordentlich sorgfältig und klar. Dieses liebevolle Eingehen auf den behandelten Stoff, die vielseitige Ausgestaltung desselben verleiht dem Buche seinen besonderen Wert. Den oben erwähnten Interessenten zuliebe hat der Verfasser die mathematische Behandlung so sehr zurücktreten lassen, dass höchstens das Sekundanerpensum vorausgesetzt wird. Wir möchten indessen diesen Standpunkt nicht gerade besonders rühmend hervorheben. Es wird nachgerade Zeit, Chemiker und Mediziner an ein in mathematischer Hinsicht höheres Niveau zu gewöhnen — sonst bleibt ihnen ihre eigene Wissenschaft heutzutage unverständlich.

Nicht zu unterschätzen ist in dem Berlinerschen Buche auch der Umstand, dass in ausgiebigster Weise der Energiebegriff, energetische Vorstellungen und Hilfsmittel ausgenutzt worden sind. Endlich liegt einmal wieder ein elementares Lehrbuch vor, an dem man auch nach dieser Richtung hin Freude hat. So wird, um ein Beispiel zu geben, die Wärmelehre sofort auf den Wärmebegriff als dritte Energieform basiert und eine kurze, aber anschauliche Darstellung der beiden Hauptsätze der mechanischen Wärmetheorie der Einzelnbetrachtung der Erscheinungen vorausgeschickt.

Die Doppelbrechung der Krystalle hat der Verfasser zunächst ganz von der Polarisation losgelöst und direkt an die einfachen Brechungserscheinungen angeschlossen. Die Polarisation wird alsdann später rein theoretisch und als abstrakte Definition eingeführt, ohne an die grundlegenden Spiegelungsversuche anzuknüpfen; diese werden dann ganz ans Ende geschoben. Dass die neue, eigenartige Behandlungsweise sehr glücklich ist, will uns nicht recht scheinen; kann doch z. B. der Verfasser bei der Beschreibung des Nicolschen Prismas nicht des Polarisationsbegriffes entraten, den er vorweg nehmen muss, ehe der Begriff als solcher eingeführt worden ist.

Auf die technisch so überaus wichtigen und dem allgemeinen Interesse mit jedem Jahre näher rückenden Dynamomaschinen sowie auf die Transformation der verschiedenen Stromarten

hätte mehr Wert gelegt werden können, als der Verfasser das thut. Überhaupt besteht in der Stoffauswahl zuweilen eine nicht ganz zu rechtfertigende Ungleichheit. So wird z. B. das Zeisssche Doppelfernrohr genau besprochen und abgebildet, während das terrestrische Fernrohr kaum erwähnt wird und vom Projektionsapparat überhaupt nicht die Rede ist; so giebt der Verfasser eine sorgfältige Beschreibung und Abbildung vom Jaminschen Interferentialrefraktor und vom Fizeau-Abbeschen Dilatometer, während von Teslaschwingungen kein Wort, von Herzschen Wellen sehr wenig gebracht wird, und der Drehung der Polarisationsebene im magnetischen Felde sowie des Zeeman-Phänomens in vier Zeilen nur eben gedacht wird.

Vielleicht lässt der Verfasser solche Unebenheiten bei einer zweiten Auflage verschwinden. Dann dürfte das Buch, das wir namentlich zum Selbstunterricht dringend empfehlen möchten, zu den vorzüglichsten Lehrbüchern der Gegenwart zu rechnen sein. Behrendsen.

(Eingegangen 17. März 1904.)

Carl Ramsauer, Über den Ricochetschuss. Inaugural-Dissertation. Kiel 1903.

Ricochetschuss ist bekanntlich ein Schuss, bei dem die unter flachem Winkel gegen eine Wasserfläche abgeschossene Kugel scheinbar nicht in dieses eindringt, sondern unter annähernd gleichem Winkel und geringem Geschwindigkeitsverluste wieder abprallt, um erst nach einer grösseren Anzahl von Sprüngen zur Ruhe zu kommen. Verf. hat es unternommen, die Ursachen und Bedingungen dieser Erscheinung durch eine Reihe von Messungen aufzuklären.

Die Schiessvorrichtung bestand in einem besonders konstruierten Gewehr mit glattem, cylindrischem Laufe, das fest an einen Balken geschraubt wurde, einem grossen, mit Zinkblech ausgeschlagenem, mit Wasser gefüllten Tannenholzkasten und einem Kugelfang. Benutzt wurden gedrehte Messingkugeln, da sich Bleikugeln zu stark deformierten und Kugeln härterer Legierungen meist zu spröde waren. Gemessen wurde genau der Weg, den das Geschoss in der Luft und im Wasser nimmt, durch in die Schussbahn gestellte Schirme aus Papier oder Bleidraht, ferner die Geschwindigkeit des Geschosses vor und nach der Berührung mit dem Wasser durch je 2 Drahtgitter, die, in bestimmtem Abstande stehend, vom Geschoss nacheinander zerrissen werden, wodurch ein elektrischer Strom eine entsprechende Zeit auf ein Galvanometer einwirken kann. Die Eichung desselben war empirisch, mit Hilfe eines Pendels vorgenommen worden.

Die Versuchsergebnisse sind im wesentlichen folgende: Das Geschoss dringt in das Wasser ein und läuft eine Strecke unter Wasser, und zwar um so tiefer und länger, je grösser der Aufprallwinkel[1]) ist. Der Winkel, unter dem das Geschoss das Wasser verlässt, ist stets kleiner als der Aufprallwinkel. Dieser muss bei den hier benutzten Versuchsbedingungen kleiner sein als 7^0, sonst kommt das Geschoss nicht wieder über die Wasseroberfläche heraus. Der Geschwindigkeitsverlust beim Aufprallen nimmt mit wachsendem Winkel sehr stark zu, so dass die mit 623 m/sec unter einem Winkel von $6^0 50'$ abgeschossene Kugel nach dem Wiederaufsteigen selbst dünnes Papier nicht mehr zu durchschlagen vermag.

Die Erklärung der Erscheinung lässt sich in folgenden Sätzen zusammenfassen: „Die Kugel erhält beim Durchdringen einer Substanz von allen Seiten her einen senkrecht zu ihrer Bahn gerichteten Druck; an dieser Druckwirkung sind nicht nur die unmittelbar getroffenen Partikelchen beteiligt, sondern eine ganze Zone, die den Schusskanal als ein konaxialer Cylinder umgiebt, dessen Durchmesser durch die Molekularbeschaffenheit der Substanz und durch die Geschwindigkeit der Kugel bedingt ist. Solange nun die Kugel bei ihrem Wege durch irgendeine Substanz mindestens so weit von der Grenze dieser Substanz entfernt ist, wie der Radius des bei der Druckwirkung in Betracht kommenden konaxialen Cylinders beträgt, solange sind die senkrecht zur Flugbahn gerichteten Druckwirkungen allseitig dieselben, sie heben sich auf. Rückt die Flugbahn aber so nahe an die Grenze des Mediums heran, dass die Druckzone an einer Seite unvollständig wird, so gewinnt der Druck auf der entgegengesetzten Seite die Oberhand und die Kugel schlägt eine gekrümmte Bahn ein." Versuche, bei denen horizontal in einen Wasserbehälter eingeschossene Kugeln sich aus demselben erheben, oder durch einen Satz Bleiplatten geschossene Kugeln nach den Rändern abgelenkt werden, bestätigten diese Anschauung.

1) Gemeint ist der Winkel der Geschossbahn gegen die Horizontale.

M. Reich.

(Eingegangen 14. März 1904.)

H. J. Tallqvist, Lehrbuch der technischen Mechanik I. (Geometrische Bewegungslehre. Mechanik des materiellen Punktes. Statik der starren Körper. Dynamik der starren Körper.) gr. 8. XII u. 750 S. mit 473 Figuren. Helsingfors. Zürich, E. Speidel. 1903. M. 16,—.

Mit der ersten Blütezeit des Züricher Polytechnikums in den sechziger Jahren des ver-

flossenen Säkulums fällt eine an die Namen von Culmann und Reuleaux geknüpfte Entwicklungsperiode der technischen Mechanik nach der Seite der Graphostatik und Kinematik zusammen, in welcher die von Poncelet und Redtenbacher hauptsächlich gepflegte dynamische Richtung sowohl im Unterrichte, wie auch in der Litteratur stark in den Hintergrund gedrängt wurde. Seitdem haben sich die Verhältnisse unter dem Einfluss der Maschinentechnik wesentlich verschoben; zwar hat die graphische Statik in Anlehnung an die vielseitig ausgestaltete Baukonstruktionslehre ihre Bedeutung vollauf gewahrt, dagegen musste die Kinematik sich eine erhebliche Einschränkung gefallen lassen zu Gunsten der neu aufblühenden technischen Dynamik, welche seit der Mitte der neunziger Jahre in der Technik das Feld zweifellos beherrscht. Da diese tiefgreifende Wandlung den Bedürfnissen der Praxis entsprungen ist, so darf man nicht erwarten, dass sie sich sofort auch im Hochschulunterrichte und in den als Begleiterscheinung desselben auftretenden Lehrbüchern der technischen Mechanik ganz allgemein widerspiegelt. Dazu kommt, dass dynamische Probleme an die Vorbildung der Studierenden und ihre Vertrautheit mit mathematischen Methoden naturgemäss höhere Anforderungen stellen, als die meist graphisch, also anschaulich zu erledigenden Aufgaben der Statik und Kinematik. In älteren gangbaren Lehrbüchern, z. B. denen von Ritter, nehmen daher auch diese Gegenstände weitaus den grössten Raum ein, während die Dynamik sich meist mit wenigen Seiten begnügen muss.

Hiervon macht auch das vorliegende, trefflich ausgestattete Lehrbuch von Tallqvist, eines in Helsingfors (Finnland) wirkenden ehemaligen Schülers des Züricher Polytechnikums, welches sich der Vorrede nach an die Vorlesungen von Professor Herzog an dieser Hochschule eng anlehnt, keine Ausnahme. Es behandelt in vier Abschnitten die geometrische Bewegungslehre, die Mechanik des materiellen Punktes, die Statik starrer Körper und die Dynamik derselben in durchaus verständlicher Form unter Beigabe einer grossen Zahl deutlicher Figuren und vieler durchgeführter sowie ungelöster Übungsbeispiele. Die Hälfte des ganzen Werkes ist der Statik gewidmet, in der auch graphische Methoden, begleitet von analytischen Beweisen, eine umfassende Verwendung finden. Demgegenüber ist die Dynamik, an deren Spitze mit Recht das D'Alembertsche Prinzip steht, sehr kurz auf rund 100 Seiten abgehandelt, von denen der vierte Teil auf die Lehre vom Stosse bzw. die Momentankräfte entfällt. In den Anwendungen der Dynamik finden wir das Centrifugalpendel, jedoch ohne Berücksichtigung der ebenso interessanten wie praktisch wichtigen Schwingungen, die Theorie des Schwungrades unter sehr vereinfachenden Annahmen, das physische Pendel und die Walze auf schiefer Ebene. Seltsamerweise tritt die Bestimmung der in der Technik für Festigkeitsrechnungen ausschlaggebenden dynamischen Reaktionskräfte, welche das D'Alembertsche Prinzip so bequem gestattet, nirgends hervor; ebenso vermissen wir die Theorie gedämpfter Schwingungen, die Superposition und Resonanz derselben und die schönen Sätze über den Massenausgleich mehrerer Kurbelgetriebe, welche sich ein Lehrer der technischen Mechanik jetzt um so weniger entgehen lassen sollte, als dieselben nicht mehr bloss für Schiffsmaschinen, sondern auch für Schnellbahnlokomotiven eine grosse Bedeutung erlangt haben.

Das Tallqvistsche Buch kann demnach, was den dynamischen Teil betrifft, nur als erste Einleitung in das Lehrgebiet in Frage kommen und sollte ebenso wie darauf basierte Vorlesungen für selbständig strebende Ingenieure durch einen höheren Kursus, für den die Föpplsche „Dynamik" und die „Mechanik starrer Systeme"[1]) des Referenten Beispiele darbieten, ergänzt werden. In diesem Sinne hatte schon Zeuner, der Vorgänger und Lehrer Herzogs, aus dessen Vorlesungen in Zürich das Buch hervorgegangen ist, in seinen späteren Vorträgen am Dresdener Polytechnikum den Lehrstoff der Mechanik unter Zurückstellung der statischen Probleme erweitert, die Züricher Tradition also nicht mehr aufrecht erhalten. Ich glaube darum auch nicht, dass das vorliegende Werk die einmal zum Durchbruch gelangte Entwickelung zurückschrauben dürfte, wenn man auch kaum so weit gehen wird, wie Heun in seiner interessanten „Allgemeinen Mechanik"[2]) unter Verwendung der Lagrangeschen Gleichungen.

Behält man das vom Verfasser sich selbst gesteckte Ziel im Auge, so muss man die klare Darstellung ebenso anerkennen, wie die zweckmässige Auswahl der Übungsbeispiele. In beiden gelangt die reiche Lehrerfahrung mehrerer Generationen deutlich zum Ausdruck, so dass das Tallqvistsche Buch zur ersten Einführung in die Mechanik mit besonderer Berücksichtigung statischer Probleme warm empfohlen werden kann.

H. Lorenz.

1) Siehe diese Zeitschrift **4**, 681, 1903.
2) Siehe diese Zeitschrift **4**, 354, 1903.

(Eingegangen 16. März 1904.)

Naturwissenschaft und Technik in gemeinverständlichen Einzeldarstellungen. gr. 8°. Stuttgart u. Leipzig. Deutsche Verlagsanstalt. 1904.

Bd. I. **L. Pfaundler, Die Physik des täglichen Lebens** gemeinverständlich darge-

stellt. XII u. 420 S. mit 464 Abbildungen. Gebunden M. 7,50.

Bd. II. **O. Jentsch, Unter dem Zeichen des Verkehrs** 283 S. mit 180 Abbildungen. Gebunden M. 5,—.

Populäre naturwissenschaftliche, besonders physikalische Werke nimmt man immer mit einigem Misstrauen in die Hand, weil sie sich meist entweder die Aufgabe stellen, etwas zu lehren, was man aus Büchern überhaupt nicht lernen kann, oder sich damit begnügen, die glänzenden Erfolge der naturwissenschaftlichen Forschung und Technik ziemlich kritiklos darzustellen. Von beiden Fehlern sind die vorliegenden Bücher frei.

Im ersten Bande macht der bekannte Bearbeiter der vortrefflichen Müller-Pouilletschen Physik den Versuch, physikalische Kenntnisse in dem Umfange zu vermitteln, wie sie heute jeder Gebildete nötig hat. Er geht dabei aus von Beobachtungen, wie man sie täglich in der Natur, im Hause, in den Werkstätten und Fabriken machen kann, und leitet dazu an, aus diesen Beobachtungen mit Hilfe einfacher Experimente die wichtigsten physikalischen Gesetze zu erschliessen. Durch sehr geschickte Darstellung gelingt es dem Verfasser, selbst schwierigere Dinge, wie das Dopplersche Prinzip, die Erklärung der Reflexion und Brechung aus der Wellentheorie des Lichtes, die atmosphärischen Lichterscheinungen, die Lehre von der Energie, ihre verschiedenen Formen und Umwandlungen, ja selbst ihre Zerstreuung hinreichend klar zu machen. Er kann dabei allerdings nicht überall Versuche entbehren, die sich nur mit Apparaten der physikalischen Kabinette ausführen lassen und auch manche Versuche mit einfachen Hilfsmitteln würden dem Ungeübten kaum so gelingen, wie sie der Verfasser beschrieben hat, z. B. die Versuche über die elastische Dehnung von Drähten S. 15. Dadurch dass der Verfasser die gewonnenen Resultate immer wieder auf die Erscheinungen der Natur, des täglichen Lebens, auf Maschinen und industrielle Anlagen, auf Meteorologie und Hygiene anwendet, wird die Darstellung sehr lebendig und fesselnd, und selbst der Lehrer der Physik wird in dem Buche für seinen Unterricht viel Anregendes finden. Unterstützt wird die Darstellung durch vortreffliche Abbildungen. Auf ein paar kleine Mängel soll noch hingewiesen werden: Für die Dampfmaschine sind die wenigen schematischen Zeichnungen nicht ausreichend, denn nach ihnen würde der Unkundige sich schwerlich bei einer Dampfmaschine, wie er sie in Fabriken findet, zurechtfinden. Der Gasmotor ist gar nicht erwähnt. S. 6 ist die Breite von Berlin falsch angegeben und demnach sind die folgenden Rechnungen unrichtig.

Bd. II der Sammlung enthält eine Darstellung der Verwendung von Dampf und Elektrizität im Verkehr mit Berücksichtigung der Entwickelung des Weltverkehrs im letzten Jahrhundert in einer Reihe von Monographien, betitelt: Das Zeitalter der Dampfkraft und der Elektrizität; Post und Telegraphie; Telephonie; Eisenbahnen; Schiffahrt. Der Verfasser, der als Oberpostinspektor mitten im Verkehrsleben steht und ein genauer Kenner desselben ist, schildert die modernen Verkehrsmittel, ihre physikalischen Grundlagen und ihre geschichtliche Entwickelung bis zu den neuesten Erfindungen, z. B. Schnelltelegraphie, Funkentelegraphie, Lichttelephonie, Telephonograph, Schnellbahnen, Schnelldampfer, Unterseebote etc. Die Darstellung der physikalischen Grundlagen und die Beschreibung der technischen Ausführung der Apparate und Maschinen ist zwar manchmal etwas zu knapp, aber vorzügliche Abbildungen, meist Reproduktionen nach Photographien kommen dem Verständnis zu Hilfe. Sehr wertvoll sind die umfassenden statistischen Angaben über die Erfolge der Verkehrsmittel, ihre Ausbreitung und ihren Einfluss auf die wirtschaftliche Entwickelung. Bei den neuesten Erfindungen, z. B. der Funkentelegraphie, würdigt der Verfasser ihre Bedeutung für die zukünftige Gestaltung des Weltverkehrs sehr einsichtsvoll und objektiv, vielleicht noch manchmal etwas optimistisch, aber doch frei von jeder phantastischen Zukunftsschwärmerei. Die Darstellung ist geschickt, fesselnd und klar. Deshalb kann man auch diesen Band wie den ersten nicht nur jedem Gebildeten, sondern auch dem Fachmann und vor allem dem Lehrer warm empfehlen.

E. Götting.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

J. Kollert, Katechismus der Physik. Webers illustrierte Katechismen, Bd. 57. 6. Auflage. Leipzig, J. J. Weber. 1903. XV u. 593 S. mit 364 Abbildungen. 8⁰. Geb. 7 M.

In den ersten Auflagen hat der Kollertsche Katechismus der Physik sich wegen seiner kurzen und doch umfassenden Darstellung der Physik zum Nachschlagen oder Wiederholen besonders für den Chemiker und Mediziner gut bewährt. Die vorliegende 6. Auflage ist gegen die früheren wieder stark erweitert, indem die Fortschritte der Wissenschaft und der physikalischen Technik soweit wie möglich berücksichtigt sind. Von grösseren Abschnitten ist zugefügt die Theorie des elektrostatischen Potentials und die der Elektrizitätsleitung in Flüssigkeiten, die mathematische Behandlung des Elektromagnetismus und der Induktion, Theorie und Anwendung der elektrischen Wellen, die Elek-

trizitätsleitung in Gasen nach den modernen Anschauungen über Ionisierung, die Elektronentheorie und die verschiedenen Strahlungsvorgänge. In diesen neuen Abschnitten bedient sich der Verfasser der Elemente der Infinitesimalrechnung, die, wie er mit Recht sagt, „niemand, der moderne Naturwissenschaft treibt, entbehren kann, und die z. B. auch dem Mediziner und Chemiker geläufig sein müssen, so dass wohl auch der Mathematikunterricht auf Gymnasien und Realgymnasien dieselben über kurz oder lang in seinen Lehrplan wird aufnehmen müssen." Die Vorteile dieser Methoden würden noch deutlicher werden, wenn der Verfasser sie nicht bloss in den neuen Abschnitten und der mechanischen Wärmetheorie, sondern überall, in der Mechanik, der Wellenlehre etc. verwendete. Wünschenswert wäre eine Revision der Figuren, von denen einige aus den früheren Auflagen übernommene schlecht oder, wie Fig. 147 und 148, fehlerhaft sind. Für Dampfmaschine und Gasmotor fehlen Figuren ganz. Auch der Text der älteren Abschnitte bedürfte an einigen Stellen der Revision, so am Anfang der Optik. Es ist nicht richtig, dass allein durch Foucaults Bestimmung der Geschwindigkeit des Lichtes in Wasser „die Richtigkeit der Wellentheorie unmittelbar dargethan" ist, oder dass man jetzt noch nicht imstande wäre, das mechanische Äquivalent der Lichteinheit zu bestimmen; der Verfasser übersieht da die Versuche von Tumlirz und Ångström. Dann hat der Jupiter 5 Monde, nicht 4. Diese Mängel kommen allerdings gegenüber den sonstigen Vorzügen des Buches, der grossen Reichhaltigkeit des Stoffes und der exakten und klaren Darstellung nicht in Betracht. Das Buch hat in der neuen Auflage an Brauchbarkeit noch wesentlich gewonnen und kann zum Nachschlagen und zum Studium nicht bloss dem Mediziner und Chemiker, sondern auch dem Studierenden der Physik angelegentlich empfohlen werden. E. Götting.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

Franz M. Feldhaus, Die Erfindung der elektrischen Verstärkungsflasche durch Ewald Jürgen von Kleist. 8°. 29 S. Heidelberg, Carl Winters Universitätsbuchhandlung. 1903. 0,80 M.

Mit viel Fleiss und Mühe hat offenbar der Verfasser in Büchern, Zeitschriften und Archiven aller Art aus der Mitte des 18. Jahrhunderts studiert, um die Frage zu entscheiden, ob die Verstärkungsflasche von Kleist oder in Leyden zuerst entdeckt wurde. Das Ergebnis, das der Verfasser in dem sehr interessant geschriebenen kleinen Buche mitteilt, ist, dass Kleist die berühmte Flasche jedenfalls früher gefunden hat, wenn sie überhaupt in Leyden selbständig gefunden wurde. Verfasser schlägt daher vor, jetzt, da durch die Verbreitung der drahtlosen Telegraphie die Verstärkungsflasche „aus dem Dunkel physikalischer Kabinette unter die Werkzeuge des Weltverkehrs emporgestiegen" ist, den Namen Leydener Flasche endgültig durch Kleistsche Flasche zu ersetzen. M. Reich.

(Eingegangen 21. März 1904.)

Publikationen des astrophysikalischen Observatoriums Königstuhl-Heidelberg. (Astrophysik. Abtlg. d. Grossherzogl. Sternwarte.) Herausgegeben von Max Wolf. gr. 4. IV u. 192 S. mit Fig. u. 4 Tafeln. I. Band. Karlsruhe, G. Braunsche Hofbuchdruckerei. 1902. M. 20,—.

Der vorliegende erste Band der Publikationen der astrophysikalischen Abteilung der Sternwarte auf dem Königstuhl bei Heidelberg enthält ausser einer kurzen Einleitung 10 gesonderte Abhandlungen sehr verschiedenen Umfangs. Die beiden ersten Schriften von Wolf selbst verfasst enthalten die nötigen Angaben über die geographische Lage des neuen Observatoriums und diejenigen der früheren kleinen Privatsternwarte des Verfassers in der Stadt Heidelberg selbst. Die Quellen resp. die Methoden, welche zur Feststellung der Positionen benutzt wurden, werden genau mitgeteilt. Es liegt demnach das neue Observatorium (Mitte des Durchgangs-Instrumentes) in $0^h 34^m 54{,}25^s$ östliche Länge von Greenwich (vorläufiger Wert) $49^0 23' 54{,}9''$ Nordbreite und in der Höhe von 562,1 m über NN. (für den Barometer giebt der Verfasser 563,4 m). Dagegen gelten für die alte Sternwarte in Heidelberg die Werte: $0^h 34^m 48{,}23^s$ östl. Greenw. (Achsenmittelpunkt des Refraktors) $49^0 24' 34{,}3''$ Nordbreite, 125,9 m über NN., so dass also das neue Observatorium etwas über 436 m höher liegt als das alte. —

In der dritten Schrift beschreibt der Verfasser den neuen „parallaktischen Messapparat", welcher die Ausmessung der photographischen Himmelsaufnahmen zu erleichtern bestimmt ist. Das Instrument ist vor einigen Jahren im Prinzip von dem holländischen Astronomen Kapteyn angegeben worden, es beruht darauf, dass man die Koordinaten der Sterne auf einer photographischen Platte direkt in α und δ erhalten kann, wenn man diese Platte dem Objektiv eines Äquatoreals gegenüberstellt, senkrecht zur optischen Achse desselben und in einer Entfernung, die der Brennweite des Objektives entspricht, mit dem die photographische Aufnahme gemacht wurde. Es stellt dann für das Äquatoreal die Platte gewissermassen ein Stück des Him-

mels dar und zwar in richtiger scheinbarer Grösse, so dass an den Kreisen des Äquatoreals ohne weiteres α- und δ-Differenzen abgelesen werden könnten. Der Messapparat der Heidelberger Sternwarte ist nun nach diesen Grundsätzen ausgeführt und der Bequemlichkeit der Aufstellung der Platte wegen so, dass gewissermassen die Polarachse des „Äquatoreal" senkrecht gestellt ist, womit erreicht wird, dass dann die Platte in gleiche Höhe mit dem Achsenschnitt des Messapparates und mit ihrer Fläche senkrecht aufgestellt werden kann. Wegen der detaillirten Beschreibung muss hier natürlich auf das Original, welches auch die Abbildungen in sehr anschaulicher Weise giebt, verwiesen werden. An diesen Aufsatz schliesst sich wohl nicht räumlich, aber sachlich die fünfte Abhandlung an, in welcher Dr. Schwassmann die genaue Theorie dieses Apparats giebt und zugleich eine Liste von Messungsresultaten. Für 301 Nebelflecke aus dem Sternbilde der Jungfrau hat der Verfasser mittels dieses Apparates die Positionen aus photographischen Aufnahmen bestimmt. Es bietet sich dabei zugleich Gelegenheit die Genauigkeit, welche die Messungen, namentlich für Platten mit grossem Gesichtsfelde gewähren, genauer zu untersuchen. Diese schöne Abhandlung nimmt von den 192 Seiten des Bandes über die Hälfte in Anspruch. — In der 4. und 8. Abhandlung giebt Wolf Verzeichnisse von Nebelflecken, die er auf photographischem Wege gefunden hat; besonders interessant ist die Untersuchung der Gegend des Himmels, in welcher sich der Nordpol der Milchstrassenebene befindet. Auf einer einzigen Platte, die nicht ganz 5 Grade im Quadrat umfasst, haben sich über 1500 einzelne Nebel auffinden lassen, von denen weit über 1400 neu sind, denn der Dreyersche Katalog enthält davon nur etwa 80 einzelne Nebelflecke. Durch solche photographische Aufnahmen wird mit der Zeit ein Material gesammelt werden, dessen kosmische Bedeutung sehr gross ist, sobald es scharf und nach einheitlichen Grundsätzen sich wird bearbeiten lassen. Es kann wohl füglich behauptet werden, dass die Ausnutzung der vorzüglichen optischen Hilfsmittel des Königstuhl-Observatoriums nach dieser Richtung hin noch wesentlich verdienstlicher erscheint, als die Auffindung kleiner Planeten. Allerdings ist die Ausmessung solcher Platten eine mühsame Arbeit, besonders wenn dies mit der nötigen Genauigkeit geschehen soll. — Die Abhandlung 4 giebt eine Liste von 154 Nebelflecken aus den Sternbildern des Krebses und Luchses. — Die Schriften unter No. 6 und 7 von Carnera beschäftigen sich mit den photographischen Aufnahmen des veränderlichen Sternes S Leonis und mit den Platten, auf denen der Planet Eros sich befindet. Mit Hilfe letzterer sind eine grössere Anzahl (14 Tage) Positionsbestimmungen dieses interessanten Planeten gemacht worden. — Die Abhandlung 8 von Kopff beschäftigt sich mit der Verteilung der Sterne in der Nähe des Orionnebels und in No. 10 giebt derselbe Verfasser noch Beobachtungen mehrerer veränderlicher Sterne nämlich für α-Herkulis, η-Aquilae, R-Lyrae, β-Lyrae, β-Pegasi, α-Cassiopeiae, R-Trianguli, η- und ζ-Geminorum, ε-Aurigae und der Nova Persei.

L. Ambronn.

(Eingegangen 21. März 1904.)

J. M. Pernter, Meteorologische Optik. II. Abschnitt. gr. 8°. S. 55—212. Mit vielen Figuren im Text. Wien, W. Braumüller. 1902. M. 4,20.[1])

Das vorliegende zweite Heft dieses interessanten Werkes behandelt in sehr ausführlicher Weise „die Erscheinungen, welche den gasförmigen Bestandteilen der Atmosphäre allein zu verdanken sind", wie der Verfasser sich ausdrückt. Diese Inhaltsangabe ist aber, wie ich annehmen möchte, nicht sehr glücklich gewählt, denn das Heft enthält vielmehr die Beschreibung und Erklärung derjenigen Phänomene, welche durch den verschiedenen Temperatur- und Luftdruckzustand der gasförmigen Hülle der Umgebung unserer Erde die normale und abnormale Richtung der Lichtstrahlen bewirken. Es ist das gewiss eines der wichtigsten Gebiete der kosmischen Physik und der Meteorologie. Der Verf. behandelt den Stoff in 5 Kapiteln, die sich so verteilen, dass das erste den normalen Erscheinungen dieser Art, der astronomischen und terrestrischen Refraktion inkl. der Bestimmung der Kimm gewidmet ist. Das II. und III. Kapitel enthält die Vorgänge, welche bei der abnormalen Lichtbrechung in der Atmosphäre entstehen, solange dieselben einen für einige Zeit konstanten Charakter behalten. Dahin gehören die aussergewöhnlichen Hebungen und Senkungen der Kimm (des Horizontes) und die Verengung des Gesichtskreises; andrerseits aber auch die für einige Zeit stabilen Luftspiegelungen nach oben und unten (Serab, Délibale in den ungarischen Steppengebieten). Das vierte Kapitel ist den eigentlichen „Fata Morgana"-Erscheinungen gewidmet, unter welchen die einem verhältnismässig schnellen Wechsel unterworfenen Luftgebilde zusammengefasst werden können. Besonders interessant sind hier ausser den schliesslich aufgestellten Erklärungen der Phänomene die vielen authentischen Mitteilungen zuverlässiger Beobachter aus alter und neuer Zeit. Da es sicherlich sehr schwer ist, solche Gebilde gut

1) I. Abschnitt: Diese Zeitschrift 3, 398, 1902.

zu beschreiben, noch schwerer aber, die wichtigsten Momente aus den Originalbeschreibungen herauszugreifen ohne den Gesamteindruck der Schilderung zu zerstören, so ist es gerade besonders dankenswert, wenn der Verfasser so viel als möglich die Beobachter selbst reden und schildern lässt. Ich will hier auch nicht unterlassen, die Bemerkung wiederzugeben, in welcher Verfasser sagt, dass man mit einer recht schlechten Fensterscheibe, die voller Schlieren und Blasen ist, fast alle Erscheinungen der abnormalen Lichtfortpflanzung durch die Atmosphäre recht gut im kleinen imitieren kann. Das Kapitel behandelt sodann gewissermassen einen Spezialfall der schnell veränderlichen Brechungsverhältnisse, nämlich das Funkeln, Szintillieren der Sterne und den damit ab und zu verbundenen scheinbaren Farbenwechsel derselben.

Es werden die Theorien resp. Versuche von Montigny, Respighi und anderer, aber vor allem auch diejenigen von Karl Exner eingehend erläutert und zur Erklärung der Phänomene herangezogen. Man wird aus diesen kurzen Inhaltsangaben leicht erkennen, dass auch das zweite Heft der „Meteorologischen Optik" die Erwartungen, die man bei einem so vorzüglichen Kenner dieser Disziplin, wie dem Verfasser, hegen durfte, völlig befriedigt hat.

Ambronn.

(Eingegangen 21. März 1904.)

A. Stentzel, Entstehung der Materie und der Nebularsysteme. 20 S. Hamburg 1901.

Wenn auf physikalischem oder chemischem Gebiete neue Entdeckungen gemacht werden, die kosmisches Interesse haben, die aber in ihren Einzelheiten häufig noch vieles scheinbar Widersprechende aufweisen, so finden sich meist leicht Personen, die allen naturwissenschaftlichen Dingen grosses Interesse entgegenbringen und sich in der Lage glauben, die verbindenden Brücken schlagen zu können. Meist sind das im wesentlichen Phantasiegebilde. Auch Verfasser glaubt den Werdegang des Universums gefunden zu haben und das den Titel schmückende Diagramm aufstellen zu sollen, welches besagt, dass — abgesehen von Einzelheiten und einigen nötig werdenden Neuformen, auf die ich aber nicht weiter eingehen will — der Verlauf vom 4. Aggregatzustand als den er den „Äther" ansieht, bis wieder zu diesem der folgende ist: Äther — Irreguläre Gasnebel — Reguläre Gasnebel — Nebelsterne — Fixsterne — Inkrustierte Weltkörper — Kometen und Meteoriten — Staub — Äther!

L. Ambronn.

(Eingegangen 21. März 1904.)

Hugo Müller, Das Arbeiten mit Rollfilms. (Enc. d. Phot. 43) 8°. 64 S. 47 Abb. Halle, W. Knapp, 1904. 1,50 M.

Seit Lockyer Spektralaufnahmen auf Rollfilms hergestellt hat, haben sich diese in der Wissenschaft Bürgerrecht erworben. Für viele Zwecke sind sie gewiss bequemer als Glasplatten, wenn wir auch bei auszumessenden Photogrammen ihre Anwendung nicht für tunlich halten. Müller behandelt mit der üblichen photographischen Breite die Geschichte der Films, die Filmapparate, die Momentverschlüsse, giebt Belichtungstabellen und kommt endlich zur eingehenden Besprechung der Handgriffe beim Entwickeln und Fixieren, Trocknen. Man sieht, es steht manches im Buch, was mit dem eigentlichen Thema wenig zu thun hat, die Abbildung und Aufnahme von allerhand Apparaten haben wir stets beanstandet, weil das die Bücher zu Katalogen stempelt und Ungerechtigkeiten im Gefolge haben muss. Das Buch ist aber eine gute Anleitung.

E. Englisch.

(Eingegangen 23. März 1904.)

Marcel Brillouin, Propagation de l'électricité. Histoire et théorie. (Ausbreitung der Elektrizität. Geschichte und Theorie.) gr. 8. VI. u. 398 S. Paris, A. Hermann, 1904. Frs. 15.

Im ersten Abschnitt setzt der Verf. auseinander, in welcher Weise sich die Anschauungen über lineare stationäre Stromkreise historisch entwickelt haben. Besonders eingehende Besprechung finden die Arbeiten von Ohm und die wenig bekannten früheren von Cavendish.

Der zweite Abschnitt behandelt in seinem ersten Teil die Strömung in körperlichen Leitern, Richtung des Stromes, Definition und Berechnung des „Widerstands" in diesem Falle. Im zweiten Teil schliesst sich daran — nach einem einleitenden Kapitel über Besselsche Funktionen — eine Untersuchung über die Fortpflanzung elektrischer Störungen in Kabeln und zwar unter solchen Bedingungen, dass dabei das magnetische Feld des Stromes und seine Induktionswirkung eine wesentliche Rolle nicht spielt.

Der dritte Abschnitt bespricht die Gesetze der magnetischen Induktion, zuerst die experimentellen Grundlagen, hauptsächlich die Versuche von Lenz, dann die analytische Formulierung des Grundgesetzes und die Anwendung derselben auf einfache Fälle. Darauf folgt die Behandlung der Fortpflanzung elektromagnetischer Störungen längs Kabeln auf Grund des Kirchhoffschen Ansatzes, dessen Berechtigung und Folgerungen diskutiert werden.

Der ganze dritte Abschnitt steht noch auf dem Boden der Theorien vor Maxwell. Was

diese Theorien für das elektromagnetische Feld geben, wird am Anfang des vierten Abschnittes noch einmal zusammengefasst und dem die Maxwellsche Theorie gegenübergestellt. Als Anwendung der Maxwellschen Gleichungen wird das elektromagnetische Feld des Hertzschen Dipols berechnet unter denselben Voraussetzungen wie bei Hertz (ungedämpfte Schwingungen); die Gestalt des Feldes wird ausführlicher, als es bei Hertz schon geschehen ist, besprochen. Im Anschluss an die Untersuchungen von K. Pearson und A. Lee (Phil. Trans. **193**, 159, 1901) wird die Berechnung ausgedehnt auf den Fall von Schwingungen mit beträchtlicher Dämpfung.

Darauf folgt eine Untersuchung über die Schwingungen einer einzigen leitenden Kugel — Lodgescher Oszillator — und endlich eine sehr ausführliche Darstellung der Schwingungen eines Rotationsellipsoids. —

Das ganze Buch ist im wesentlichen die Wiedergabe von Vorlesungen, die der Verfasser am Collège de France in den Jahren 1901 und 1902 gehalten hat. Das Buch macht, wie der Verfasser am Anfang ausdrücklich bemerkt, nicht den Anspruch einer gleichmässigen Behandlung des ganzen Gebiets. Das gilt thatsächlich sowohl bezüglich der Wahl des Stoffs als der Art der Behandlung. Der Verfasser geht in beidem durchaus nach seinem Geschmack[1]) vor, ohne Rücksicht darauf, ob die von ihm gewählten Beispiele physikalisch besonders wichtig oder seine Darstellung gerade die einfachste ist. Das Buch ist deshalb, obwohl es überall klar geschrieben und sehr übersichtlich angeordnet ist, zur Einführung in das Gebiet wohl wenig geeignet. Auf der anderen Seite aber bietet es für denjenigen, der über das Gebiet schon im allgemeinen orientiert ist, eine sehr gute Ergänzung zu anderen Darstellungen, welche den ganzen Stoff möglichst gleichmässig auf Grund der Maxwellschen Theorie behandeln.

Der Verfasser beabsichtigt, als Fortsetzung dieses Buchs seine späteren Vorlesungen über Elektromagnetismus mit Einschluss der neuesten Theorien folgen zu lassen.

1) Die Art, wie Faraday besprochen wird, kann aber den Leser leicht zu einer unrichtigen Anschauung über denselben verleiten. Er wird nur an einer Stelle (S. 159) ausführlich erwähnt und zwar in folgender Weise: „Faraday a découvert en 1831 les lois qualitatives de l'induction; il a varié les circonstances de production des courants induits, mais n'a fait qu'un petit nombre de mesures d'ailleurs assez confuses; il ne parait avoir eu qu'une connaissance grossière des lois d'Ohm car . . . .

J. Zenneck.

(Eingegangen 1. April 1904.)

Ludw. Zehnder, Das Leben im Weltall. gr. 8. III u. 125 S. mit 1 Tafel. Tübingen, J. C. B. Mohr. 1904. M. 2,50.

Vorliegendes Buch ist eigentlich nur eine kurze Zusammenfassung zweier grösserer Werke desselben Verfassers, nämlich: „Die Mechanik des Weltalls" und „Die Entstehung des Lebens" 3 Bde. Trotzdem halte ich es wegen der verschiedenen Anregungen, die dem Leser in unserer Arbeit geboten werden, für durchaus zweckmässig, in Gestalt eines nochmaligen Referates das Büchlein zu empfehlen.

Verf. knüpft in seinen Ausführungen an die Atomtheorie an, welche den Atomen Masse und Volumen zugesteht. Es giebt deren Körperatome und viel kleinere, erstere umhüllende, Ätheratome. Alle Atome befinden sich in steter Bewegung, am stärksten beim gasförmigen, weniger stark beim flüssigen und am schwächsten beim festen Aggregatzustand. Die unregelmässige Bewegung der Körperatome bewirkt Wärme, die regelmässige Schall. Die unregelmässige Bewegung der Ätheratome bewirkt Elektrizität, die regelmässige Licht. Ausser dieser Bewegung der Körperatome als Ganzes kennt Verf. noch eine Eigenbewegung der Körperatome in ihren kleinsten Teilen, wo wieder unregelmässige Bewegung Elektrizität, regelmässige Licht erzeugt. Letztere Lichtausstrahlung ist stets vorhanden, nur meist unserm Auge nicht wahrnehmbar.

Treffen gleichschwingende Körperatome aufeinander, so bleiben sie aneinander haften, ungleichschwingende Atome stossen sich ab. Die Sucht zweier ähnlicher Schwingungen, sich auszugleichen (Assimilation), erhöht die Zahl der Anlagerungen. Anlagerungen chemisch gleicher Atome bilden homogene Molekeln, wie H_2 und O_2; Anlagerungen nur gleichschwingender Atome bilden inhomogene Molekeln wie H_2O. Mit Hilfe von Resonanz und Assimilation legen sich Molekeln aneinander zu Krystallen, wenn chemisch gleiche Molekeln stets gleiche Orientierung haben, zu amorphen chemisch reinen Substanzen, wenn die gleiche Orientierung fortfällt, und zu inhomogenen Substanzen, wenn nur die Schwingungen gleich sind.

Haben die Molekeln einen rechteckigen oder runden Querschnitt, so entstehen durch Assimilation Membranen, durch elektrische und magnetische Kräfte dazu Körper. Sind jedoch die Molekeln wie bei der organischen Substanz komplizierter gebaut, etwa mit trapezförmigem Querschnitt, so entstehen Röhrchen, Fistellen. Je nach der Gestalt der Molekeln zeigen die Fistellen die Gestalt eines Hohlcylinders, Hohlkegelstumpfes oder noch komplizierterer Gebilde.

Die Fistellen lagern sich wieder durch Assimilation zweidimensional und durch Hinzukommen von elektrischen und magnetischen

Kräften dreidimensional aneinander. Ist die Fistelle ein Hohlcylinder, so entsteht eine Membran. Ihre Quellbarkeit erklärt sich durch den Eintritt von etwas zu grossen Molekeln in die Hohlräume der schwingenden Fistellen. Die Summierung der Erscheinung macht die Quellung augenscheinlich. Durch Quellung nach 2 Dimensionen tritt Verkürzung der 3. Dimension ein, wir haben Kontraktion. Statt Membranen bilden die Hohlkegelstumpf-Fistellen Blasen, wieder andere Walzen, Fibrillen, Kegel u. s. w.

Aus den Grunderscheinungen Quellbarkeit und Kontraktion leitet der Verf. alle höheren Lebenserscheinungen als Bewegung, Ernährung, Fortpflanzung, Reagieren auf Reize ab. Zwei Prinzipe beherrschen die Entwicklung; einmal: Die Partien, welche mehr arbeiten, werden mehr ernährt (Arbeitsprinzip), und zweitens: Nur die Partien, welche zweckmässig arbeiten, werden erhalten (Selektionsprinzip). Die einzelnen Schritte der Entwicklung sind Verdauung, Wachstum, Exkretion, Ausbildung von Schutzorganen, Bewegung, Entstehung von Muskulatur, Innervierung. Damit setzt die seelische Thätigkeit fühlbar ein. Hier folgen die Schritte so aufeinander: „Reizempfang, Reizleitung, Handlung, Erfahrung und damit Bewusstsein.“ Verf. spricht sodann von Völkern und Staaten und hebt den Vorteil der Centralisation hervor, als einer Einrichtung, welche sehr schnell die Erfahrung einzelner zum Allgemeingut mache.

In dem letzten Abschnitt stellt dann der Verf. der Kant-Laplaceschen Nebularhypothese eine neuere Anschauung über die Entstehung der Welten gegenüber. Im unendlichen Raume sind eine sehr grosse, aber endliche Zahl von Meteoriten im sehr grossen aber endlichen Ätherball zerstreut. Die Gravitation lässt 2 Meteoriten in meist exzentrischem Stoss zusammenstossen. Es entsteht Wärme und Rotation. Meteorit ballt sich an Meteorit, es bilden sich Sonnen. Zwei Sonnen stürzen zusammen. Infolge der erzeugten unglaublich hohen Wärme vergast alles und dehnt sich mächtig aus. Die Planeten entstehen dann aus den etwas dichteren Stellen dieser Gaskugel, die durch weitere Abkühlung zu einer Art Meteoritenscheibe wird. Die Planeten zeigen alle die Rotation um die Centralsonne. Ihre eigene Rotation und Wärme erhalten sie durch Wiederholung des Schauspiels des exzentrischen Zusammenstosses. Es bilden sich Monde. Dann wirkt wieder die Abkühlung, das organische Leben erscheint. Dabei nähert sich der Planet der Sonne immer mehr; er stürzt schliesslich in die Sonne. Diese vermehrt dadurch wieder ihre Wärme. Schliesslich sind aber doch alle Planeten aufgesogen. Die Sonne strebt einer zweiten Sonne zu, und das Spiel wiederholt sich. Ein ewiger Kreislauf.

Soweit der Verfasser. Das anregend geschriebene Büchlein ist sehr zum Lesen zu empfehlen; es bietet eine Fülle von Stoff zum Weiterdenken. Doch ob die Zehndersche Hypothese mehr leisten wird als andere Konstruktionen über den Weltenbau und die Entstehung des Lebens, ist sehr zweifelhaft, besonders da alle Erwägungen rein auf Hypothesen gegründet sind, und, was an positiven Resultaten über das Wesen der organischen Substanz neuerdings durch die biologische Zellmechanik gewonnen ist, gar nicht berücksichtigt wird.

Interessant ist jedoch das Buch deshalb besonders, weil gegenüber den mancherlei mit metaphysischen Begriffen liebäugelnden Strömungen unter den modernen Naturforschern hier wieder einmal ein konsequenter Versuch vorliegt, das Leben rein aus mechanischen Erwägungen heraus zu erklären. H. Duncker.

(Eingegangen 2. Juni 1904.)

M. v. Rohr, Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten vom Standpunkt der geometrischen Optik. 1. Bd. der „Theorie der optischen Instrumente“. gr. 8. XXII u. 587 S. mit 133 Fig. im Text. Berlin, Jul. Springer. 1904. M. 18,—.

Als die „Theorie der optischen Instrumente nach Abbe“ von Czapski neu erscheinen sollte, entstand die Konzeption dieses Bandes, indem alles zum Begriff „geometrische Optik“ Gehörige gesammelt, überarbeitet und ergänzt wurde, woran sich ausser dem Herausgeber fast sämtliche Mitarbeiter der Firma Zeiss beteiligten. Schon aus diesem Grund kann das Werk in seiner Art schwerlich noch überboten werden. Weitere Bände sollten die Mikroskoptheorie Abbes auf beugungstheoretischer Grundlage — welche bekanntlich noch nicht veröffentlicht ist — bringen bezw. auf die einzelnen Instrumente eingehen. Der Band bietet die umfassendste moderne Darstellung der geometrischen Optik. Der Eindruck von der Gesamtleistung, besonders der Neuzeit, ist überwältigend und der auf die Darstellung verwendete Fleiss staunenswert. Der Referent möchte hier bemerken, dass es auch eine trigonometrische Optik gibt — welche von der Anschauung ausgeht, dass die geometrischen Untersuchungen vielfach nur Annäherungen zu geben vermögen und die Konstruktion der optischen Instrumente sich wesentlich mit auf im Lauf der Zeit empirisch gefundene Gesichtspunkte stützen muss — und eine beugungstheoretische, für welche beide, Geometrie und Trigonometrie nur Mittel zum Zweck sind. Man darf sich demnach die Konstruktion der optischen Instrumente nicht etwa so vorstellen, als ob die

bewundernswerten Untersuchungen über die Komafehler 3. und 4. Ordnung bezw. die überaus komplizierten Endformeln auch wirklich rechnerisch ausgewertet werden müssten. Vielmehr werden diese „... Lehren ... zum näheren Verständnis der Wirkung (Analyse) und nur eventuell zur Konstruktion (Synthese) der optischen Instrumente" führen. Nun hat jeder Standpunkt seinen eigentümlichen Wert, weil man von ihm aus ein mehr oder minder weitreichendes Gebiet beherrschen kann, und kann man in geometrischer Beziehung dem vorliegenden Werke getrost die Palme zuerkennen. Von dem reich gegliederten Inhalt des Werkes im Rahmen eines Referates auch nur einen annähernden Begriff geben zu wollen, wäre unthunlich; ich werde mich beschränken, die einzelnen Kapitelüberschriften zu erwähnen, wobei mir gestattet sei, meiner Überzeugung nach einige Bemerkungen anzuknüpfen. Wenn das erste Kapitel von der „Berechtigung einer geometrischen Optik" überhaupt handelt, so suche ich diese freilich nicht in dem Umstand, dass: „... in den meist ziemlich subtilen Fällen ... der Interferenz und Beugung ... an den Grenzen von Büscheln ... die Menge des abweichenden Lichtes verschwindend" sei, denn die Erzeugung eines Bildpunkts ist eben ein solch subtiler Fall und dessen physische Helligkeit von grösster Wichtigkeit, vielmehr in dem, dass die geometrische Optik eben ein wichtiges Hilfsmittel ist, sei es für die trigonometrische Ausführung oder für die beugungstheoretische Untersuchung. Das 2. Kapitel bringt die Durchrechnungsformeln nach Seidel, Abbe, Kerber, Bruns, Wanach. Diese trigonometrische Behandlung geometrischer Verhältnisse darf man jedoch nicht etwa für die oben gekennzeichnete trigonometrische Optik halten. Diese — von alters her hauptsächlich vom Institut Steinheil gepflegt; vgl. Steinheil und Voit „Handbuch der angewandten Optik" — beruht vielmehr in dem aus bereits ausgeführten jahrzehntelangen mühsamen Berechnungen gewonnenen Schatz von Erfahrungen. Das 3. Kapitel bespricht die geometrische Theorie der optischen Abbildung nach E. Abbe, d. h. Grundgesetze und Grundbegriffe (Kardinalpunkte, Brennweite, Konvergenz u.s.w.), das 4. Kapitel behandelt die Realisierung der optischen Abbildung, welche jedoch nicht etwa von der Einrichtung optischer Instrumente, vielmehr von Theoremen über Brechung und Spiegelung an krummen Flächen redet. Das 5. Kapitel betrifft die Theorie der sphärischen Aberrationen, wobei hier auch Bildwölbung, Astigmatismus und Verzeichnung inbegriffen sind. Auch hier zeigt sich der Unterschied, dass nach der geometrischen Optik „die vom 1. Glied der sphärischen Aberration abhängige Verundeutlichung ... proportional der 3. Potenz der relativen Öffnung des Systems" ist, nach der Beugungstheorie der 4. Potenz der Öffnung direkt, der 3. Potenz der Bildweite verkehrt proportional ist. Auch hier wird „die Erfüllung der für kleine Öffnungswinkel spezialisierten Sinusbedingung gleichbedeutend ... mit der gleichzeitigen Annullierung aller drei für kleine Hauptstrahlneigungen spezialisierten Komaausdrücke" gefunden, während meiner Ansicht nach die Sinusbedingung ausdrückt, dass die Komabedingung für beliebige Blendenorte erfüllt sei. Das 6. Kapitel behandelt die Theorie der chromatischen Aberrationen, wobei ich S. 364 eine etwas weniger knappe Darstellung begrüsst hätte. Das 7. Kapitel erörtert die Berechnung optischer Systeme auf Grund der Theorie der Aberrationen. Das 8. Kapitel schildert uns die Prismen und die Prismensysteme; das 9. Kapitel behandelt die Strahlenbegrenzung in optischen Systemen. Das 10. Kapitel endlich schliesst mit der „Strahlenvermittelung durch optische Systeme, d. h. die Lehre von der Helligkeit der optischen Bilder."

(Eingegangen 7. April 1904.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierte sich: Oberlehrer Dr. Petzold für naturwissenschaftliche Erkenntnistheorie an der technischen Hochschule zu Berlin.

Es wurden berufen: Oberingenieur Dr. W. Reichel auf den neuen Lehrstuhl für Elektrotechnik an der technischen Hochschule in Berlin. Prof. Dr. Jos. Wellstein als Extraordinarius für Mathematik nach Strassburg. Prof. Dr. L. Zehnder zum Leiter der neu errichteten physikalischen Übungsanstalt beim Reichspostamt in Berlin.

Es wurden ernannt: Privatdozent Prof. Dr. O. Stobbe-Leipzig zum etatsmässigen a. o. Professor daselbst. Privatdozent Dr. Klages, Abteilungsvorsteher am chemischen Institut zu Heidelberg zum a. o. Professor. Prof. Dr. Battermann-Berlin zum Leiter der Sternwarte in Königsberg. Der wissenschaftliche Mitarbeiter der Zeissschen optischen Werkstätte Prof. Dr. C. Pulfrich, zum Mitgliede der Pariser astronomischen Gesellschaft. Dr. Karl Scheel, technischer Hilfsarbeiter an der physikalisch-technischen Reichsanstalt, zum Mitgliede derselben und zum Professor.

Es treten in den Ruhestand: Geh. Rat Dr. F. Kohlrausch, Präsident der physikalisch-technischen Reichsanstalt. Geh. Rat Prof. Dr. O. E. Meyer, Direktor des physikalischen Institutes in Breslau. Prof. Dr. Karl Pape-Königsberg.

Es starben: Prof. der Mathematik Dr. W. Weiss an der deutschen technischen Hochschule in Prag. Prof. der Chemie Alexander Williamson, früher am University College zu London.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 16. 15. August 1904. 5. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 17 am 17. August 1904.

INHALT:

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Lichtelektrische Ermüdung und Photometrie.

Von W. Hallwachs.[1])

Für die seit Entdeckung der lichtelektrischen Erscheinungen bekannten, aber bisher noch nicht aufgeklärten lichtelektrischen Ermüdungserscheinungen lieferten Untersuchungen, über welche im Folgenden referiert wird, eine Stufe der Erklärung. Die Erzielung der Resultate bedingte vorerst eine Verbesserung der Photometrie der lichtelektrisch wirksamen Strahlung, worüber hier ebenfalls referiert ist. Anregung zur vorliegenden Darstellung gaben mehrere jüngst in dieser Zeitschrift veröffentlichte Arbeiten[2]), sowie der Umstand, dass auch für die folgende Stufe der Erklärung, ebenso wie für die erste, sehr langfristige, die Veröffentlichung des bisher Festgestellten vermutlich zu weit hinausschiebende Versuchsreihen erforderlich sind.

§ 1. Gefässeinfluss.

In einer lichtelektrischen Zelle[3]) gelangten hochpolierte *Cu*-Platten unmittelbar nach Beendigung der Politur zur Untersuchung ihrer lichtelektrischen Empfindlichkeit. Nach dem Herausnehmen aus der Zelle lagerten sie dann an verschiedenen Stellen, um von Zeit zu Zeit wieder in der Zelle beobachtet zu werden. Dabei fand sich, dass im Freien lagernde Platten nach etwa 1,5 Stunden auf die Hälfte ihrer Empfindlichkeit gegangen waren, während sie im Zimmer dazu die doppelte Zeit, etwa 3^h oder mehr brauchten. Kamen die Platten in der Zwischenperiode in einen grossen Glaskasten von 0,5 m^3 Inhalt, so gingen sie erst in etwa 22^h auf die Hälfte und schliesslich hatten sie in einer Stöpselflasche von 1 Liter Inhalt dazu nicht weniger als je nach den Umständen 8—20 Tage nötig.

Diese Wirkung des Einschliessens in einen kleineren Raum während der Ermüdungsperiode möge Gefässeinfluss heissen, seine Konstatierung liefert einen Zugang zum Studium der Ursache der lichtelektrischen Ermüdung und zur Verbesserung der Photometrie lichtelektrisch wirksamer Strahlung.

§ 2. Photometrie der lichtelektrischen Strahlung.

Mit den Versuchen über die Ermüdung gingen solche zur Photometrieverbesserung Hand in Hand. Es war die Reproduzierbarkeit der lichtelektrisch wirksamen Strahlungsintensität für grosse Zeitdistanz zu ermöglichen, und der Ein-

1) Für die erfolgreiche Hilfe, welche mir die Herren Dr. W. Ziegler, jetzt in Santiago (Chile) und Dr. R. Lindemann bei dieser Arbeit geleistet haben, möchte ich ihnen auch an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen.
2) Blaas u. Czermak, diese Zeitschr. 5, 363, 1904; Pflüger, diese Zeitschr. 5, 414, 1904 u. A.
3) W. Hallwachs, Ann. d. Phys. 18, 40, 1904.

fluss der auch bei kurzen Beobachtungsintervallen noch verbleibenden Intensitätsschwankungen durch Beschaffung einer sich nur sehr langsam ändernden Vergleichszelle möglichst bequem eliminierbar zu machen.

Letzteres gelang mit Hilfe des erwähnten Gefässeinflusses und der Anwendung von CuO-Platten als elektrischem Empfänger. Auf die im Vergleich mit den Metallen geringe Ermüdung des CuO habe ich schon früher hingewiesen.[1]) Während eine Cu-Platte im Zimmer bereits nach im Mittel 3^h ihre Empfindlichkeit halbiert, braucht eine CuO-Platte dazu am gleichen Orte etwa 13 Tage, d. h. ungefähr 100 mal so lang. Der Einschluss der CuO-Platte in ein Gefäss dehnt nun diese Zeit noch sehr stark aus, z. B. bei einer in ein Glasgefäss mit aufgekittetem Quarzdeckel eingeschlossenen, lichtelektrischen CuO-Zelle, welche ein Jahr lang bei allen Versuchen als Vergleichszelle diente, auf nicht weniger als 330 Tage. Eine zweite ähnliche Zelle verhielt sich ebenso.

Der Besitz einer so langsam veränderlichen Eichzelle gestattet nun wiederum, die lichtelektrische Strahlung des Bogens genauer quantitativ zu studieren, die Ursachen ihrer bisher immer wieder hervorgehobenen grossen Schwankungen kennen zu lernen, sie teilweise zu beseitigen und so allmählich zur Reproduzierbarkeit der Intensität zu gelangen und die Schärfe der letzteren zu bestimmen. Ein Teil der Resultate dieser Untersuchung ist bereits an anderer Stelle veröffentlicht.[2])

Hinsichtlich der Lampe kam ich immer wieder auf die alte Hefner-Alteneck sche Kontaktlampe (Hauptstromlampe) zurück, da dieselbe die Lage ihres Regulierintervalls besonders sicher sowie gleichzeitig für den Strom und die Spannung, für welche sie einsteht, festhält, auch schnell und bestimmt auf gegebenen Strom und Spannung einzustellen ist. Zur Verkleinerung des Regulierintervalls stand die Lampe in einem Trog mit Vaselinöl. Die Einstellung der Stromstärke geschah durch einen variierbaren Nebenschluss zur Hauptstromspule, diejenige der Spannung durch Variierung des Vorschaltwiderstandes. Den Strom lieferte eine von jeder andern Stromentnahme abgeschaltete Akkumulatorenbatterie. Richtige Bogenzentrierung lies sich an zwei, nach vorn und nach neben, entworfenen Linsenbildern erkennen. Der magnetische Einfluss der Stromführungen in der Lampe, namentlich der Spulen, verdirbt bei allen benutzten Lampen die Zentrierung; zur Kompensation dienten anfänglich vorgelegte Magnete, später erhielten die Kohlenträger eine seitliche, etwa 15 *Cm.* ausladende

1) W. Hallwachs, Ann. d. Phys. **13**, 40. 1904.
2) l. c., S. 38—64.

Abkröpfung. Dann war der Bogen genügend weit von den Stromführungen, der magnetische Einfluss blieb, wenigstens für nicht allzu starke Ströme, ohne Wirkung. Beide Kohlenträger bekamen vollständige Zentriervorrichtungen[1]), welche jede der beiden Kohlen parallel zum Transportweg und ausserdem ihre Achsen in dieselbe Grade zu bringen gestatteten. Diese Operationen blieben auch während des Brennens ausführbar. Zur Messung der Spannung dienen von kräftigen, etwas fern von den Kohlen gelagerten Federn angetriebene, an den Kontaktstellen mit den Kohlen mit Pt-Blech umwickelte Stahlzangenklemmen, deren Anbrennen dicht dabei auf die Kohle geschobene Asbestpappe verhindert. Die Spannung an den Enden der Kohlen ergiebt sich durch Abziehen des in den Kohlen nach Vorversuchen pro Amp. und cm eintretenden Spannungsverlustes und der an Teilungen der Führungsstangen abzulesenden jeweiligen Kohlenlängen mit Hilfe einer Tabelle. Nach dem Entzünden der Lampe bleibt die Einbrennungsperiode auf endgültige Form der Kohlenspitzen abzuwarten.[2]) Für Homogenkohlen ist dieselbe kurz, für Dochtkohlen lang. Im Laufe der Untersuchung zeigte sich, dass auch die Strahlung mit Homogenkohlen erheblich konstanter ist wie mit Dochtkohlen. Die wegen der Bogenlampenprodukte vielfach nötige Ablüftung[3]) geschieht am besten nicht durch Ventilation des Lampenkastens selbst, sondern durch äussere Ventilation, da sonst die Luftströmungen den Bogen stören.

Unter diesen Vorsichtsmassregeln lieferten z. B. 4 verschiedene Kohlenpaare (16^{mm} Docht, 11^{mm} homogen) bei 7 Versuchen mit 54,3 Volt Elektrodenspitzenspannung und 12,8 Amp. an 4 verschiedenen Tagen für die Ladungszeiten der erwähnten Eichzelle auf eine bestimmte Potentialdifferenz folgende Zeiten:

$$\overset{sec}{41{,}7};\ 39{,}3;\ 39{,}8;\ 40{,}0;\ 42{,}0;\ 39{,}9;\ 39{,}9.$$

Fünf andere Kohlenpaare ergaben bei etwa derselben Lichtstärke aber andrer Potentialdifferenz:

$$\overset{sec}{84{,}3};\ 85{,}4;\ 83{,}2;\ 83{,}0;\ 84{,}9.$$

Der mittlere Fehler einer Messung ist 2,6 bezw. 1,25%, was der Variation der Flammenhöhe einer Amylacetatlampe um 1 bezw. 0,5 mm entspricht. Da man in Anbetracht der seither beobachteten grossen Schwankungen der Bogenlampe, welche vielfach in der Literatur hervorgehoben worden sind[4]), so grosse Übereinstimmung zunächst nicht in Aussicht ge-

1) Dieselben fertigt Oskar Leuner, Dresden (Strehlen Lannerstr. 3.
2) Mrs. Ayrton, Electric arc. Cap. III, 97—119.
3) W. Hallwachs, Wied. Ann. **40**, 332, 1890.
4) Aus neuster Zeit s. z. B. Wulf, Ann. d. Phys. **9**, 947, 1902; Pflüger, diese Zeitschr. **5**, 414, 1904.

nommen hatte, war die Genauigkeit der Potentialmessung bei diesen Versuchsreihen noch nicht so gross, dass man genauer als auf 0,5 *sec* hätte beobachten können. Sie gaben Anlass zu Verbesserungen in dieser Hinsicht, welche sich, seit einiger Zeit eingerichtet, wirkungsvoll erwiesen, so dass sich die Schärfe der Reproduzierbarkeit, welche in Anbetracht des bisher auf diesem Gebiet erzielten als sehr gut zu bezeichnen ist, noch vergrössern wird.

Auch sind obige Versuche noch mit positiver Dochtkohle gemacht, eine Homogenkohle auch als positive Elektrode ist entschieden viel konstanter. Die lichtelektrische Strahlungsintensität vermindert die Homogenkohle nicht, bei 54,3 Volt und 12,8 Amp. fand sich das zu weiteren Versuchen anregende Resultat, dass die Intensität mit Docht- und Homogenkohle fast gleich ist, mit letzterer sogar noch etwa 5% grösser. Es zeigt dies jedenfalls, dass die Strahlung wahrscheinlich nicht wesentlich von Teilchen ausgeht, welche dem Docht entstammen. Vielleicht lässt die experimentelle Verfolgung dieser Verhältnisse Schlüsse über die Strahlungserreger zu. Versuche über die Strahlung des Bogens mit Homogenkohlen sind von andrer Seite in Angriff genommen.

Dass auch die aufeinanderfolgenden Versuche einer Reihe sehr konstant ausfallen, ergeben folgende mit je 1,5 Minuten Pause aufgenommene Beobachtungen der Eichzellzeiten (Homogenkohlen):

88,4; 88,1; 87,7; 88,3; 87,3; 88,2; 88,1; 87,8; 87,0; 87,0; 87,8; 86,8; Bogen viermal wechselweise ganz gross und ganz klein geschraubt, 3 Minuten gewartet: 86,5.

Die maximale Abweichung vom Mittel der 12 Werte beträgt 0,9%. Das Beispiel ist typisch für das Verhalten. Eine Amylacetatlampe ändert ihre Lichtstärke um 0,9% durch 1/3 mm Flammenlängenänderung. Weitere Beobachtungsbeispiele s. w. u.

Unter Anwendung des grössten Teils der oben erwähnten Verbesserungen an der Lampe habe ich meine früheren Versuche[1]) über die Abhängigkeit der lichtelektrischen Strahlung des Lichtbogens von Strom und Spannung, bei welchen der Spannungsverlust in den Kohlen ungenügend ermittelt war, von neuem durchgeführt und auf ein grösseres Intervall ausgedehnt. Eine Übersicht über die Resultate dieser etwas zeitraubenden Versuche giebt die folgende Tabelle:

Tabelle 1.

Bogenlänge B und lichtelektrische Strahlungsstärke $\mathfrak{J}$ für 12,77; 19,77 und 26,72 Amp. $B=0$ für 33,9; 35,9 und 36,6 Volt. $\mathfrak{J}=0$ für 31,6; 34,4 und 35,0 Volt. 16 mm Docht-, 11 mm Homogenkohle.

$\mathfrak{J}$ für 55 Volt und 12,77 Amp. = 2 gesetzt.

Spannung zwischen den Kohlenenden	Bogenlängen in mm			Strahlungsintensitäten		
	A 12,77	19,77	26,72	A 12,77	19,77	26,72
34	0,1	—	—	0,19	—	—
36	0,8	0,3	—	0,36	0,35	0,38
38	1,6	1,0	1,0	0,54	0,78	1,13
40	2,2	2,1	2,4	0,70	1,21	1,86
42,5	3,2	3,3	4,1	0,92	1,76	2,80
45	4,0	4,6	5,9	1,15	2,30	3,74
47,5	5,2	5,9	7,7	1,36	2,85	4,68
50	7,1	7,4	9,4	1,57	3,37	5,61
52,5	9,0	9,4	11,2	1,80	3,86	6,55
55	11,0	11,6	13,0	2,00	4,31	7,5
57,5	13,2	13,7	14,8	2,16	4,77	8,4
60	15,5	15,8	16,7	2,27	5,19	9,4
62,5	17,7	17,8	18,7	2,35	5,63	10,3
65	20,0	19,9	20,6	2,42	6,07	11,2
67,5	22,4	22,0	22,6	2,50	6,50	12,2
70	24,6	24,1	24,5	2,58	6,93	13,5

Bei dem grössten der drei Ströme haben wir Proportionalität von Bogenlänge und Intensität mit dem Überschuss über die Nullspannung, bei den schwächeren Strömen kann man einfache Formeln, wie sie für kleine Intervalle früher von andern[1]) für die Bogenlänge und von mir für die Intensität versucht worden sind, auf das hier vorliegende grosse Beobachtungsintervall nicht mehr anwenden.[2]) Die Tabelle giebt Anleitung zur Einstellung gewünschter Lichtstärken und zur Interpolation auf die jeweilig normalen Werte von Strom und Spannung, wenn dieselben nicht ganz beim Einbrennen getroffen werden.

Die Eichzellen wurden nun etwa monatlich einmal mit der als normal gewählten Lichtstärke untersucht und so die sehr langsame Abnahme ihrer Empfindlichkeit verfolgt. Die verschiedenen Untersuchungsobjekte kamen dann mit der Eichzelle bei gemeinsamer Exposition zur Vergleichung, so dass sich die Lichtvariationen herausheben. Dass letzteres der Fall ist, das Verhältnis der Entladungszeiten unabhängig von der Lichtstärke bleibt, beweist folgende Zusammenstellung, welche zugleich wieder ein Beispiel für die Schärfe der Beobachtungen liefert. Die unter gemeinsamer Exposition bei einer bestimmten, dann bei der etwa vierfachen und schliesslich wieder bei nahe der ursprünglichen Intensität für bestimmte Potentialänderung

1) l. c., § 3.

1) s. Mrs. Ayrton, Electric arc. Cap. VI.

2) Überdies sind meine früheren Herleitungen durch die ungenügende Kenntnis des Spannungsverlustes beeinträchtigt.

(zirka 20 Volt) erhaltenen Zeiten ζ und ε zweier Zellen waren (Homogenkohlen):

Tabelle 2.

ζ	ε	$\log \frac{\varepsilon}{\zeta}$
128,9	141,0	0,0390
128,2	141,4	0,0425
127,0	139,3	0,0402
127,6	141,5	0,0448
128,0	140,3	0,0398
125,0	137,0	0,0398
126,5	138,6	0,0396
128,0	139,8	0,0383

Max. Differenz zweier Werte 1,5 Proz.

$$\text{Mittel } \frac{\varepsilon}{\zeta} = 1{,}098$$

Bei ungefähr vierfacher Intensität:

ζ	ε	$\log \frac{\varepsilon}{\zeta}$
30,7	34,4	0,0495
31,0	34,5	0,0464
31,5	34,7	0,0420
31,8	35,1	0,0429
32,2	35,6	0,0432
31,8	35,4	0,0463
31,0	34,8	0,0499
32,4	36,3	0,0496

Max. Differenz zweier Werte 1,8 Proz.

$$\text{Mittel } \frac{\varepsilon}{\zeta} = 1{,}113$$

Intensität nahe wie zu Anfang:

ζ	ε	$\log \frac{\varepsilon}{\zeta}$
121,0	133,0	0,0411
121,0	133,4	0,0424
121,4	133,0	0,0397
121,2	132,6	0,0390
122,0	135,0	0,0439
121,3	132,9	0,0398
122,5	135,5	0,0437
122,9	135,0	0,0407

Max. Differenz zweier Werte 1,1 Proz.

$$\text{Mittel } \frac{\varepsilon}{\zeta} = 1{,}100$$

Da bei der vierfachen Lichtstärke $\frac{\varepsilon}{\zeta}$ nur um etwa 1,4 Proz. anderen Wert hat, ist man in weiten Grenzen von der Lichtstärke unabhängig. Die Grundlage der Eichzellenmethode ist hierdurch gesichert.

§ 3. Lichtelektrische Ermüdung.

Die Ermüdung von Metallplatten bei der lichtelektrischen Entladung hat sich schon bei der Entdeckung der letzteren aufgedrängt[1]), dass dieselbe nicht durch einfache Oxydation oder Wasserdampf verursacht wird, liess sich bald darauf zeigen.[2]) In der umfangreichen Literatur über die lichtelektrischen Erscheinungen[3]) treffen wir dann immer wieder auf die Feststellung dieser Ermüdung, welche, was auch Herr v. Schweidler[4]) konstatiert, merkwürdigerweise doch gewöhnlich auf Oxydation geschoben wird. Spätere zum Teil sehr ausgedehnte Arbeiten, zum Teil nur kürzere Versuchsreihen über die Ursache der lichtelektrischen Ermüdung[5]) schreiben dieselbe der Wirkung des Lichts zu, zum Teil in dem Sinn, dass die Oberflächen durch dasselbe korrodiert werden. Herr Lenard[6]) giebt in vorsichtiger Fassung an, dass ausgestrahlte „Quanten" zur Bildung einer Doppelschicht Veranlassung geben würden, deren Ausbildung die Ermüdungserscheinungen bedingen könnte.

Für die weitere Untersuchung der Ermüdungserscheinung schien mir zunächst das früher von mir gelegentlich beobachtete Faktum, dass *CuO* im Verhältnis zu *Cu* minimal ermüdet[7]), eine gute Stütze zu bieten. Für diesen Körper musste aber mit starkem ultraviolettem Licht gearbeitet werden und es waren langfristige Versuche in Aussicht zu nehmen, so dass die im § 2 gegebene bequeme und reproduzierbare Photometrie zunächst zu schaffen war. Eine weitere Stütze bot der § 1 mitgeteilte Gefässeinfluss.

Das Verhalten von *Cu* und *CuO* zusammen mit dem von Cu^2O und *Pt* schliesst erstens aus, dass die Ermüdung wenigstens ihrem Hauptbetrag nach von sich auflagerndem Staub und zweitens, dass sie von der Verwandlung in ein minder lichtelektrisch empfindliches Oxyd herrührt.

Der Gefässeinfluss weist in erster Linie darauf hin, dass eine nur in sehr geringer Menge in der Luft vorkommende chemische Substanz die Ursache der lichtelektrischen Ermüdung sei.

Diese Substanz könnte indes vielleicht auch nur durch besondere Eigenschaften, z. B. Ionisierung, wirken. Ferner könnte die Ursache darin bestehen, dass andere Agentien (Licht, Bewegung, eine andere Strahlung) nicht in die Gefässe hinein können. Weiterhin könnte der

1) s. z. B. W. Hallwachs, Wied. Ann. **33**, 301, 1888.
2) W. Hallwachs, Gött. Nachr. 1889, No. 12; Wied. Ann. **37**, 666, 1889.
3) Eine sehr dankenswerte Zusammenstellung dieser Litteratur, bis 1898 reichend s. E. v. Schweidler, Wien. Ber. **107**, 902—909, 1898.
4) E. v. Schweidler, Wien. Ber. **112**, 974, 1903.
5) H. Buisson, C. R. **130**, 1298, 1900; Ann. de Chim. et Phys. [7], **24**, 320—398; E. v. Schweidler, l. c.; H. Kreusler, Ann. d. Phys. **6**, 404, 1901; E. Ladenburg, Ann. d. Phys. **12**, 558, 1903.
6) P. Lenard, Ann. d. Phys. **8**, 196, 1902.
7) W. Hallwachs, Ann. d. Ph. **13**, 40, 1904.

Grund sein, dass etwas die Gefässe nicht zu verlassen vermag, was sich ohne diese zerstreuen würde: Fortgang von elektrisierten Teilchen oder von Strahlungen der Platte. Alle diese Einwände liessen sich im Laufe der Untersuchung ausschliessen, sodass nur die Einwirkung einer chemischen Substanz, wenigstens als Hauptfaktor übrig bleibt. Dass in der Luft eine Substanz vorkommt, welche die Ermüdung mit ihren charakteristischen Eigenschaften, insbesondere der grossen Verschiedenheit von *Cu* und *CuO* liefert, nämlich das Ozon, und dass die andern in grosser Anzahl untersuchten, in nur geringer Menge in der Atmosphäre vorkommenden Substanzen keinen derartigen Einfluss geben, liess sich ebenfalls zeigen, sodass man bis zum Beweis des Gegenteils darüber einig sein wird: die lichtelektrische Ermüdung rührt, jedenfalls ihrem Hauptbetrage nach, von Ozon her. Wie das Ozon wirkt, jedenfalls nicht durch einfache Oxydation, vielleicht teilweise durch Absorption des ultravioletten Lichtes, wofür ein bestätigender Versuch gefunden wurde, oder kontaktelektrisch, was ebenfalls wahrscheinlich ist, darüber habe ich zur Zeit noch zu wenig Versuche angestellt, um etwas veröffentlichen zu können. Sekundäre Ermüdungsursachen werden auch bestehen, im Vakuum[1]) oder bei Anwendung sehr hoher Potentiale[2]) würden diese mehr hervortreten können, aber unter den Versuchsbedingungen, welche bei der Hauptmasse der lichtelektrischen Untersuchungen zugrunde gelegen haben (Atmosphärendruck, mittleres Potential), und bei denen die Ermüdung immer wieder konstatiert wurde, spielen jene Einflüsse jedenfalls nicht mehr als eine sekundäre Rolle: sie können erst schärfer geprüft werden, wenn die Hauptursache in ihrem quantitativen Verhalten feststeht.

Nach Vorversuchen, welche eine Reihe der oben genannten, möglichen Einflüsse ausschalteten, kamen zunächst solche Versuche zur Ausführung, welche auf Feststellung einer die Hauptursache ev. bildenden chemischen Substanz abzielten. Dies direkt zu machen, durch Absorptionsmittel die gesuchte Substanz aus der Luft zu entfernen, erwies sich bald als unausführbar. Dazu mussten des Gefässeinflusses wegen grosse Luftmengen mit der Platte in Berührung kommen, langandauernde Luftströme über die in Flaschen enthaltenen Expositionsplatten geleitet werden. Den bei der offenbar nur minimalste Mengen erfordernden Reaktion ungeheuren Ansprüchen an Reinheit erwiesen sich alle versuchten Absorptionsmittel nicht gewachsen. Man erhielt sehr häufig statt Verminderungen, Erhöhungen der Empfindlichkeit, indem irgend welche Substanzen (*P*, *S*, *J*, Gummi etc.) spurweise vorhanden waren, welche die Plattenempfindlichkeit erhöhten. Dabei wurden dann auch deutlich sichtbare Beschläge, bei sehr langen Versuchen mit Farben, wahrgenommen. Da solche Nebenwirkungen stets eine ev. Ermüdung kompensieren konnten, war aus dem Nichteintreten einer solchen nichts zu schliessen, die Versuche mit Absorptionsmitteln führten zu nichts.

Es blieb aber der Weg offen, die auffällige Verschiedenheit des *Cu* und *CuO* als Reagenz auf die richtige Substanz zu benutzen.

a) Lichtelektrisches Verhalten von *Cu*, Cu^2O und *CuO*.

Für dem Bogenlicht in einer lichtelektrischen Zelle ausgesetzte Platten aus den 3 Substanzen gelangten die Zeiten τ für eine bestimmte Potentialänderung zur Beobachtung. *Cu* war nach der Ladenburgschen Vorschrift[1]) hochglanzpoliert, nach der letzten Politur brachte indes Abreiben auf Schmirgelpapier Hubert supérieur 0000 die Empfindlichkeit weiter herauf. Man gelangte so zu ziemlich (auf 10—20 Proz.) konstanten Werten. Die erste Untersuchung fand unmittelbar nach Beendigung der Politur statt. Cu^2O bestand aus einer mitten aus einem schönen Oktaeder von Rotkupfererz[2]) herausgeschnittenen ebenfalls hochglanzpolierten Platte. *CuO* wurde hergestellt durch Erhitzen einer hochglanzpolierten *Cu*-Platte im elektrischen Ofen, wie es schien bis zu oberflächlicher Schmelzung; nach länger als einem Jahr sitzen die Schichten noch fest.

Die Anfangsempfindlichkeit des Cu^2O war etwa $^5/_4$, die des best glänzenden *CuO* etwa $^2/_3$ so gross wie die des *Cu*. Da bei Cu^2O die Politur nicht ganz so gut und bei *CuO* schlechter war, wie bei *Cu*, könnten die Werte der Oxyde für sonst gleiche Bedingungen ev. noch etwas (s. S. 496) höher rücken.

Nach Beobachtung der Anfangszeiten τ_0 kamen die Platten an verschiedene Orte, z. B. ins Freie an verschiedenen Stellen der Stadt, in verschiedene Zimmer, in grosse Glaskästen, Flaschen u. s. w. Von Zeit zu Zeit wurde τ wieder aufgenommen und so die Ermüdung bestimmt. Bei der Vergleichung der drei Substanzen ergaben sich dann z. B. für ihre Ermüdung im Zimmer, alles auf $\tau_0 = 10$ sec reduziert, die Werte folgender Tabelle, welche zum Vergleich noch *Cu* im Freien enthält.

1) s. Ladenburg, l. c.
2) s. Kreusler, l. c.

1) Ladenburg, l. c.
2) Dasselbe verdanke ich der Freundlichkeit meines Kollegen Herrn Kalkowsky.

Tabelle 3.

t	τ CuO	Cu^2O	Cu	Cu
	im Zimmer			im Freien
0h	10 sec	10	10	10
10	7,4	22	25	88
20	7,4	26	35	182
40	8,5	48	50	450
60	9,1	50	61	670
80	9,6	—	72	1000
100	10,0	—	82	—
200	12,3	—	130	—
300	17,0	—	180	—
400	21,4	—	230	—
500	26,5	—	280	—

Der Unterschied von Cu und CuO ist so beträchtlich, dass ihn auch die erheblichen Schwankungen der Ermüdungskurve des Cu nicht verdecken konnten, welche vorkamen und die man, wie spätere, einige Einwände beseitigende Versuche bewiesen, mit Recht dem Wechsel der Luftbeschaffenheit zuschrieb. Die Ermüdung war unter scheinbar gleichen Verhältnissen bei Cu bis zu 50 Proz. grösser wie in Tab. 3 angegeben, für welche absichtlich die Werte einer Kurve verhältnismässig geringer Cu-Ermüdung benutzt wurden, um zu zeigen, dass auch die kleinsten beobachteten Unterschiede zwischen Cu und CuO noch ausserordentlich gross waren. Das Cu^2O ermüdet in ganz ähnlicher Weise wie Cu. CuO vergrössert anfänglich seine Empfindlichkeit etwas, was vermutlich mit Oxydulbildung zusammenhängt. Bei den meisten Versuchen blieben die CuO-Platten nach dem Herausbringen aus dem Ofen erst etwas liegen, um über das Maximum hinauszukommen, was für die Vergleichsbeobachtungen bequemer war.

Unter Berücksichtigung der oben für frische Platten angegebenen Verhältniszahlen der drei Substanzen ergiebt sich, dass die Empfindlichkeit einer CuO-Platte, die anfänglich geringer ist, wie die einer Cu-Platte, letztere infolge der Cu-Ermüdung in kurzer Zeit übersteigt. Aus der Verschiedenheit des Verhaltens der drei Körper folgt, wie oben angegeben, dass die Ermüdung nicht dadurch zu erklären ist, dass Cu durch Oxydation in ein lichtelektrisch unempfindlicheres Oxyd übergeht. Selbst die Annahme eines, ja teilweise festgestellten Superoxyds hilft nichts, da das Cu bei seiner Oxydation die CuO-Stufe passieren und dabei in der Ermüdung sistiert bezw. zurückgeworfen werden müsste. Ferner dürfte man auch für dies ev. Superoxyd geringe lichtelektrische Empfindlichkeit nicht postulieren, wie schon das Verhalten der hier untersuchten Körper zeigt und wie es auch daraus folgt, dass andere Superoxyde, z. B. PbO^2, lichtelektrisch recht empfindlich sind, was ich früher gelegentlich festgestellt habe.

Beim Einschluss in Glasflaschen (mit Glasstöpseln) von etwa 1 Liter Inhalt nahm die Ermüdung folgenden Verlauf, die CuO-Platte hatte einige Stunden gelagert, um ihr Maximum zu überschreiten.

Tabelle 4.

	t	0h	10	20	40	60	80	100	200
τ	Cu	10	12,9	14,2	15,5	16,4	17,0	17,5	20
	CuO	10	10,1	10,1	10,2	10,4	10,5	10,6	11,2

b) Aufsuchung wirksamer Luftbestandteile.

Die Ermüdung in der Flasche ist gegen ausserhalb so gering, dass durch Einbringen der verschiedenen, spurweisen Bestandteile der Atmosphäre der wirksame aufgesucht werden kann.

Von diesen zeigte Wasserdampf einen deutlichen, aber quantitativ zu geringen Einfluss, um die Ermüdung ausserhalb der Flasche erklären zu können. Das letztere war auch bei CO^2 der Fall, welche sogar eher etwas verbesserte, ferner bei H^2O^2, kohlensaurem Ammoniak, und Toluol (Repräsentant etwa vorhandener Kohlenwasserstoffe), welche vielleicht ein wenig die Ermüdung vermehrten. Holzteer (wegen der Dresdener Luft untersucht) gab kräftige, NH^3 sehr kräftige Ermüdung, aber beide nicht nur bei Cu, sondern auch bei CuO, sodass auch diese Substanzen zur Erklärung nicht herangezogen werden können.

Dagegen erwies sich höchst wirksam und in den Einzelheiten mit der Ermüdung in Luft übereinstimmend das Ozon. Bei Cu war die Wirkung noch stärker wie im äussersten Fall in freier Luft, auf CuO war sie überhaupt nur schwach und ausserdem nur vorübergehend; sobald der Ozongehalt der Flasche genügend abnahm, oder die Platte zur Untersuchung vor dem Licht aus der Flasche herauskam, stieg sofort, und im letzten Fall rasch die Empfindlichkeit wieder an, erreichte immer wieder den ursprünglichen Wert, ja überstieg ihn sogar, wenn bei einer frischen Platte im Verlauf der ersten 24h der Ozongehalt durch etwas Einschränkung der ursprünglichen Zufuhr genügend abgenommen hatte, wobei aber die Flasche immer noch einen Ozongeruch von mittlerer Stärke aufwies. Pt, welches in Luft im Verhältnis zum Cu nur langsam ermüdet, wurde ebenfalls im Ozon bereits nach 6h auf die 9fache Zeit τ gebracht; und wie eine möglichst rasch, im Freien, gealterte Pt-Platte nach dem Einbringen ins Zimmer oder in Gefässe wieder etwas an Empfindlichkeit zunimmt, so nahm auch bei sich verminderndem Ozongehalt die Empfindlichkeit des Pt wieder etwas zu, um nach Aus-

glühen der Platte ihren Anfangswert nahezu wieder zu erreichen. Bei *CuO* und *Pt* lagert sich das Ozon offenbar nur auf, beim *Pt* bleibt viel haften, das *CuO* zerstört es[1]), beim *Cu* geht durch einfache Diffusion nichts merkliches weg, entweder muss es haften bleiben oder einen Prozess veranlassen, der nicht mehr rückgängig werden kann. Auch das anfängliche Aufsteigen der Empfindlichkeit von frischem *CuO*, welches wohl mit teilweiser Oxydulbildung zusammenhängt, ist mit der Wirkung des Ozons vereinbar.[2]) Ebenso findet die kräftige Ermüdung, welche ich an Fuchsinlösungen beobachtet habe, durch Ozon einfach Erklärung. Unmittelbar vor Abfassung dieser Arbeit kam mir die zitierte Schrift von Engler in die Hand. Vieles darin würde durch Verwandlung von „Ozon" in „lichtelektrische Ermüdung" für die Beschreibung der Einzelheiten meiner Versuche dienen können. Dass überhaupt Ozonbeladung die lichtelektrische Empfindlichkeit vermindert, fand schon Herr Wulf[3]) und ich kann seine Versuche durch frühere Beobachtungen bestätigen.

Wie das Ozon bei der Ermüdung wirkt, ist eine zweite Frage, welche noch weiterer, zum Teil begonnener Versuche bedarf. Es kann in erster Linie kontaktelektrisch wirken, was mit den Versuchen des Herrn Wulf und mit früheren Versuchen von mir über die Ermüdung der Kontaktpotentialdifferenzen[4]) übereinstimmen würde. Für den Mechanismus der Ausbildung dieser Differenzen würde dann die Anschauung des Herrn Lenard[5]) event. zu benutzen sein. Zum Teil wird indes auch Absorption des ultravioletten Lichtes in einer aufgelagerten Schicht wohl mitwirken (s. unter c. ε), es kann ferner auch Ozonzerfall in Frage kommen u. s. w.

c) Einwände und Zusatzuntersuchungen.

α) Kein elektrischer Einfluss. Es möchte nahe liegen elektrische Einflüsse, sei es primäre (z. B. Ionenabsorption), oder sekundäre, mit der Ozonschicht zusammenwirkende u. dgl., zu vermuten. Wiederholte Versuche ergaben indes, dass das elektrische Feld ohne Einfluss ist. Bei denselben kamen 6, wie die lichtelektrischen Zellen beschaffene Kondensatoren, mit etwa 5 mm Abstand zwischen Netz und während der Ermüdungsfrist eingesetzter *Cu*-Platte, zur Anwendung. An 2 Zellen lagen 280 Volt in Richtung Platte-Netz, bei 2 entgegengesetzt, 2 waren beiderseits geerdet. Es zeigte sich kein Unterschied in der Ermüdung, hochgegriffen 10 Proz. wären mit Sicherheit zu konstatieren gewesen.

Ferner ging bei einem Teil der Ozonversuche der Ozonstrom durch eine Ionenfalle (Messingrohr mit koaxialem, isoliertem Messingstab auf 280 Volt Spannungsdifferenz); auch dies hatte keinen Einfluss auf die Ermüdung im Ozon.

Die am Schluss von b) erwähnten elektrischen Erklärungsmöglichkeiten für die Wirkungsweise des Ozons werden hierdurch zum Teil widerlegt, zum Teil weniger wahrscheinlich gemacht, denn die 280 Volt müssten doch ausreichen, die während der Ermüdungsperiode event. ausgestrahlten Quanten mindestens zu deutlich konstatierbarem, quantitativem Betrag wegzuführen bezw. festzuhalten, da mit den erwähnten Zellen die lichtelektrische Entladung, wenn man von 280 auf 100 Volt heruntergeht, nur um $^1/_4$ schwächer wird. Indes muss versucht werden, ob man die bei Anwendung höherer Potentiale auftretenden anderen experimentellen Bedenken überwinden kann. Wirkt das Ozon rein kontaktelektrisch, so ist das Ausbleiben der Wirkung des elektrischen Feldes in obigen Versuchen leicht erklärbar, unbeschadet der Möglichkeit einer tieferen Erklärung der Kontaktpotentiale.

Herr Schweidler[1]) hat bei seinen Untersuchungen ebenfalls den Nichteinfluss elektrischer Felder konstatiert.

β) Kein Einfluss des Lichtes oder anderer Strahlungen. Es ist wiederholt und teilweise in umfassenden Untersuchungen (s. Zitat 5, S. 492) behauptet worden, das Licht veranlasse die Ermüdung. Dies wurde so bewiesen, dass man den Verlauf von Platten untersuchte, während sie sich einmal vor dem Licht, das anderemal „im Dunkeln" befanden. Über die Art der Herstellung der Dunkelheit ist indes nirgends genügend Aufschluss gegeben. Es liegt aber auf der Hand, dass das Verbringen ins Dunkle meist einen Gefässeinfluss mit sich bringt. Stellte man den Versuch so an, dass die Ermüdung einer Platte in einem hellen, unbenutzten Südzimmer mittags zwischen $^1/_2$1 und $^1/_2$2 bei Sonnenschein mit der verglichen wurde, welche darauf nach Schliessung der Fensterverdunklungen stattfand, so ergab sich sowohl bei *Cu* als auch bei *Zn* kein Unterschied: der Gefässeinfluss blieb hier konstant. Noch schärfer waren Versuche in der Form, dass 2 gleiche Zellen mit *Cu*-Platten so vor der Bogenlampe in 92 cm Entfernung nahe beieinander standen, dass sie gleichmässig vom Licht getroffen wer-

1) Andrews u. Tait, Ann. der Chem. u. Pharm. **112**, 185, 1861.
2) C. Engler, Historisch-kritische Studien über das Ozon. Leopoldina 1879, Heft 15, S. 38, sep. Leipzig, Engelmann. Auf diese Schrift bin ich durch Warburg, Ann. d. Phys. **9**, 781, 1902, erst aufmerksam geworden.
3) Wulf, l. c.
4) W. Hallwachs, Wied. Ann. **29**, 11, 1886.
5) Lenard, l. c.

1) E. v. Schweidler, Wien. Ber. **112**, 981, 1903.

den konnten. Ein 45 cm von den Zellen entfernter vertikaler Schirm, welcher die Luftzirkulation nicht hinderte, beschattete in der Ermüdungsperiode die Platte der einen Zelle, während die andere unausgesetzt mit Lichtstärke 2 (s. Tab. 1) bestrahlt wurde. In der gleichen Frist büsste die beschattete Platte 54, die belichtete 55 Proz. ihrer Anfangsempfindlichkeit ein. Andere analog angeordnete Versuche hatten dasselbe Resultat. Es ist also keine primäre Wirkung des Lichts vorhanden, die Ermüdung wird der Luftbeschaffenheit, nach b) fast sicher dem Ozon verdankt.

Auch im geschlossenen Gefäss, wo die Lichtwirkung stärker hervortreten müsste, weil der bereits aufgeklärte Teil der Ermüdung dort gering ist, ergab sich unter Verwendung eines Quarzdeckels zum Durchlass des ultravioletten Lichtes kein Einfluss. Zwei in solche Gefässe eingesetzte Zellen hatten vor der Belichtung das Verhältnis 1,268; nach $4\frac{1}{2}$ stündiger Bestrahlung der einen mit $J = 3{,}4$ (Tab. 1) unter dauernder Beschattung der anderen blieb das Verhältnis 1,274.

Auch in der Weise angestellte Versuche, dass eine *Cu*-Platte in einem Becherglas mit Quarzdeckel im Freien bei Sonnenschein ermüdete, während eine Vergleichsplatte in einer daneben stehenden Glasflasche mit Glasstöpsel stand, lieferten keinen Unterschied und gaben überdies Werte, welche innerhalb der auch sonst in Glasflaschen im Zimmer, auch im dunklen, erhaltenen lagen.

Hieraus folgt, dass primäre durch Belichtung erzeugte Ermüdung nicht eintritt. Die seitherigen Untersuchungen mit entgegengesetztem Resultat sind nicht einwandfrei, da bei denselben der Gefässeinfluss nicht bekannt war und deshalb bei der Versuchsanordnung nicht eliminiert werden konnte. Sowohl dieser als auch eventuell sekundäre Lichtwirkung, Ozonproduktion durch Licht, möchten vermutlich jene vielfach sehr hübschen Versuche erklären können; Untersuchungen darüber sind im Gange. Anders könnte es eventuell bei Platten im Vakuum (Ladenburg l. c.) oder bei Anwendung sehr hoher Potentiale sein, welche Umstände bei geeigneten Bedingungen durch Korrosion den von Herrn Ladenburg gefundenen Politureinfluss hervortreten lassen könnten, aber doch nur sehr allmählich. Inwieweit dieser Einfluss wirklich der Rauhigkeit der Oberfläche verdankt wird, lässt sich wohl am besten so finden, dass man hinabpoliert. Nach Herrn Ladenburgs Vorschrift poliertes und nach *a*) noch etwas empfindlicher gemachtes *Cu* wurde auf dem viertfeinsten, dann auf dem sechstfeinsten (Hubert 1 M.), einem für unsere Versuche schon ziemlich groben Schmirgelpapier abgerieben. Die Empfindlichkeit sank hierbei von 100 auf 79 und 75. Daraus geht hervor, dass auf mechanische Korrosion nur relativ kleine Ermüdungen zurückgeführt werden können. Die Wirkung der Hochpolitur möchte ihrem Hauptbetrag nach darauf zurückzuführen sein, dass erst durch sie eine Oberflächenschicht an allen ihren Teilen getroffen wird.

Ausser für gewöhnliches und für ultraviolettes Licht wurde auch für Röntgen- und Radiumstrahlen Nichteinfluss festgestellt.

γ) Kein Geschwindigkeitseinfluss u. a. Verursachte eine in geringer Menge in Luft enthaltene Substanz die Ermüdung, so musste Durchleiten eines kräftigen Luftstroms durch ein Gefäss die Ermüdung verstärken. Anfangs bei Zimmerluft zeigte sich dies auch, später bei Aussenluft brauchte man indes ungeheure Luftmengen: es mussten 1, 5, 10, 15 Kubikmeter Luft, wozu $5{,}3^h$, 32, 64, 98^h erforderlich waren, durch das Gefäss mit der Platte geleitet werden, um die Ermüdung auf solche Werte zu bringen, wie sie sich in derselben Aussenluft direkt in $1{,}5^h$, 6,2, 20, 35^h einstellten. Entweder musste also das Agens durch das Einströmen vernichtet werden, oder dasselbe war keine Substanz. Diese Feststellung ziemlich zu Anfang der Versuche veranlasste eine umfassende Durcharbeitung aller Einwände und führte auch zur Auffindung besonderer Erscheinungen, s. unter *δ*. Nachdem dann aber das Ozon als Agens aufgefunden war, erklärten sich die vorhin erwähnten Versuche aus den schon frühzeitig beobachteten[1]) und auch in neuester Zeit bestätigten[2]) Eigenschaften des Ozons vollkommen, so dass schliesslich dieses Verhalten eher eine Stütze als einen Einwand für die Zurückführung der Ermüdung auf Ozon lieferte.

Das Erfordernis so bedeutender Luftmengen in den obigen Versuchen liess die Möglichkeit nicht ausgeschlossen erscheinen und manches schien darauf hinzudeuten, dass die Geschwindigkeit des Gasstroms gegen die Platte, die ja im Freien eventuell nicht klein ist, von ausschlaggebender Wirkung wäre. Zur Feststellung rotierte eine *Cu*-Platte mit 10 Touren die Sekunde im Innern eines 2 Litergefässes, welches aus einer mit *Hg* gegen einen Porzellanboden (Spucknapf) abgedichteten Glasglocke bestand. Die Rotationswelle, mit aufgedichtetem *Hg*-Napf, ging durch eine Bohrung des Bodens, aus der überdies ein die Welle umhüllendes, eingekittetes Glasrohr in das *Hg* des Napfes hinabführte. Eine andere in einem gleichen Gefäss ruhend aufbewahrte *Cu*-Platte lieferte den Vergleich. Ein kleiner Einfluss, Rühreinfluss, gab sich zu

1) Palmieri, C. R. **74**, 1266, 1872; Houzeau, Sainte-Claire Deville, C. R. **74**, 1276, 1872; Fox, Ozone und Antozone, London 1873, S. 267; Wolffhügel, Zeitschr. f. Biol. **11**, 427. Citate meist nach Engler.

2) Warburg, Ann. d. Phys. **9**, 1293 u. 1294, 1902.

erkennen, derselbe war aber viel zu klein, um auch nur entfernt die Auffassung zuzulassen, dass Geschwindigkeit im Zusammenwirken mit einer der in Luft in grosser und daher auch in der abgeschlossenen Glocke in ausreichender Menge vorhandenen Substanzen (O^2, N^2) die lichtelektrische Ermüdung bewirke. Variationen der Versuche mit geringeren Geschwindigkeiten, bei welchen in einem grossen Glaskasten eine Art Ventilator lief, hatten dasselbe Ergebnis.

Das Durchleiten des Luft- oder bei den Ozonversuchen des Ozonstroms durch Watte (vor dem Einströmen in den Ozonapparat wurde immer durch Watte filtriert) verminderte die Ermüdung beträchtlich, ohne sie aufzuheben, was wieder mit den bekannten Eigenschaften des Ozons stimmt. Dass die Ermüdung nicht von Staub herrührt, wurde schon an anderer Stelle nachgewiesen, so dass die Watte als Staubfilter direkt nicht in Betracht kommt.

In einem geschlossenen Gefäss sollte die Ermüdung, wenn sie einer spurweise vorhandenen Substanz verdankt wird, nur bis zu einem bestimmten Punkt herabgehen. Bisher bin ich bei *Cu* bis zur einer Ermüdungsfrist von 4600 Stunden (190 Tagen) gelangt, in welcher Zeit die Platte bis auf die dreifache Entladungszeit anstieg, was im Zimmer etwa in 15^h, im Freien in 2^h erreicht würde. Dies Verhalten ist also mit unserer Forderung im Einklang.

CuO zeigt ausserhalb der Flasche ganz zu Anfang eine Erhöhung seiner Empfindlichkeit, überschreitet ein Maximum. Erklärt man sich dies aus einem Gegeneinanderwirken von Oxydulbildung und Ermüdung, so müsste eine frische *CuO*-Platte in einer Flasche, wo die Ermüdung ziemlich abgeschnitten ist, stark in ihrer Empfindlichkeit heraufgehen. Thatsächlich ist bei einem Versuch von 357 Tagen Ermüdungsfrist die Empfindlichkeit einer ursprünglich ganz frischen *CuO*-Platte auf das doppelte gestiegen. 8malige Untersuchung in der Zwischenzeit ergab kontinuierlichen Anstieg, das Herausnehmen zum Versuch mag aber die Kurve eventuell modifiziert haben.

δ) Eventuelle Strahlungen u. dgl. Über den Anlass der folgenden Versuche siehe γ. Zu den möglichen Ursachen des Gefässeinflusses zählte auch die, dass etwas sonst Zerstreuliches durch die Gefässwände zurückgehalten würde. Die Konstatierung, dass es einerlei war, ob das Gefäss aus Glas oder aus geerdetem Zink bestand, schliesst gewisse Möglichkeiten aus. Einen Erfolg gaben Lamellengefässe, deren Hinter- und Vorderwände die Versuchsplatte und eine Glasplatte oder *Al*- oder *Au*-Folien lieferten. Diese Wände wurden von beiden Seiten her mit kräftigen Klammern gegen ein Zinkblechrähmchen gepresst, wobei die Folien (2 aufeinander) zwischen zweien solcher Rähmchen lagen. Dabei zeigte sich für die Gefässchen mit Folien die Ermüdung nicht geringer, eher etwas stärker wie in der ruhenden Zimmerluft der Umgebung, während die Zelle mit Glas den gewöhnlichen Gefässeinfluss aufwies. Nachdem dies für *Cu* konstatiert war, wurden auch mit gleichem Resultat Versuche mit Stahl ausgeführt und auch für *Zn* ergab sich dasselbe, wenn man nur, um die Überlagerung der für *Zn* so grossen, gewöhnlichen Ermüdung etwas zu eliminieren, kurze Ermüdungsfristen wählte.

Diese Versuche erinnern durchaus an die vielfachen Beobachtungen von Schwärzung photographischer Platten unter Einwirkung von Metallen und organischen Körpern, die von Herrn Russel[1]) auf die Wirkung von H^2O^2 zurückgeführt und von Herrn Graetz[2]) in ihrem Strahlungscharakter näher charakterisiert worden sind. Für das weitere Studium dieser Erscheinungen ist es vielleicht für die Untersuchungsmethode dienlich, dass die hier beobachteten Ermüdungserscheinungen mit grosser Schärfe quantitativ verfolgbar sind, was den photographischen Wirkungen mehr abgeht.

Unter Umständen erklären sich obige Erscheinungen, deren Studium ich einstweilen zurückschieben musste, vielleicht so, dass die *Al*- und *Au*-Folien, als bereits ermüdet, Ozon oder dgl. an ihrer Oberfläche verdichtet hatten und auf kleine Entfernungen hin im Sinne des Herrn Graetz durch Strahlung auf die Beobachtungsplatte dort wieder Ozon oder allenfallsige Verwandlungsprodukte desselben produzieren, während am Glas wegen Desozonisierung nicht genug Ozon vorhanden ist.

Der Strahlung des H^2O^2 sehr ähnliche Erscheinungen haben vor kurzem die Herren Blaas und Czermak beschrieben.[3]) Bei diesen wird als schliessliche Ursache das Ozon angegeben, sie stünden dann den hier gefundenen wahrscheinlich noch näher. Die Einführung des Wortes „photechisch" ist vielleicht etwas verfrüht. Nach dem unter *c*, β gesagten muss man einwenden, dass eine primäre Wirkung der „Besonnung" nicht nachgewiesen ist. Durch Vergleichung bei normaler und tangentialer Bestrahlung oder dgl. würde sich leicht unterscheiden lassen, ob es sich um Wirkung des Lichts, oder um Ozonabsorption oder dgl. handelt.

ε) Prüfung eventueller Absorption einer Ozonschicht. Da die Quarz-*Hg*-Lampe ihr Intensitätsmaximum, wie einfache Abmessung des Spektrums auf einem Uranglasstreifen zeigte, gerade im Gebiet stärkster Ozonabsorption[4]) besitzt, während das Ultraviolett des

1) Russel, Proc. Roy. Soc. **64**, 409, 1899.
2) Graetz, diese Zeitschr. **4**, 271, 1903.
3) Vorliegender Jahrgang dieser Zeitschr. S. 36.
4) E. Meyer, Ann. d. Phys. **12**, 856, 1903.

Kohlebogens gerade im Gebiet schwächster Ozonabsorption sehr kräftig ist, lässt sich prüfen, ob bei der Ermüdung Absorption in einer aufgelagerten Ozonschicht eine Rolle spielt. Zu diesem Zwecke wurde die durch mehrstündiges Lagern im Freien erzielte Ermüdung von zuerst ganz frischem *Cu* auf etwa $^1/_3$ sowohl mit dem Kohlebogen als auch mit der *Hg*-Lampe gemessen. Im letzteren Licht war das Verhältnis der End- zur Anfangsempfindlichkeit 25 Proz. kleiner wie im ersteren; eine zweite *Cu*-Platte lieferte 24 Proz., mit *Pt* ergab sich 9 Proz. Unterschied bei indess nur kleiner Ermüdung (5 Proz. für Bogenlicht). Hieraus ist zu schliessen, dass die Wirkung des Ozons teilweise in Absorption des ultravioletten Lichts besteht. Ein quantitativer Schluss würde die lichtelektrische Ausphotometrierung des Spektrums beider Lichtquellen und eine Kombination des Resultats mit der Meyerschen Absorptionskurve des Ozons verlangen.

§ 4. Quarz-*Hg*-Lampe.

Bei dieser Gelegenheit wurde eine Reihe von Versuchen mit der Heräusschen Quarz-*Hg*-Lampe angestellt. Um den Lichtort zu fixieren, kann für viele Zwecke nur ein Teil der Lampe den Beobachtungsapparat bestrahlen; deswegen blendete eine Asbestblende den vertikalen Rohrteil aus. Die lichtelektrische Strahlungsintensität beträgt, mit gealtertem Platin, in der Einheit der Tab. 1 gemessen $^1/_4$, ist also relativ schwach gegenüber der Kohlebogenlampe (55 V. und 12,8 Amp. geben $\mathfrak{J} = 2$). Die Strahlung ist unökonomischer wie die der letzteren, welche 1000 Watt für $\mathfrak{J} = 2$ braucht, gegen 250 Watt für $\mathfrak{J} = {}^1/_4$ bei der *Hg*-Lampe. Letztere hat hingegen den Vorteil einer geringeren, für viele Versuche ausreichenden ultravioletten Lichtstärke, man kann mit ihr mit weniger Watt arbeiten wie mit der Bogenlampe, welche bei zu schwachem Strom oder zu kleinem Bogen weniger konstant ist. Für quantitative lichtelektrische Versuche ist die *Hg*-Lampe zur Zeit unbrauchbar, denn sie ist auch eine Ozonlampe und deshalb liefert eine z. B. mit einer älteren *Pt*-Platte beschickte lichtelektrische Zelle, die vor dem Kohlebogen im Laufe einer Stunde kaum merkliche Änderung zeigt, vor der *Hg*-Lampe von Einzelversuch zu Einzelversuch stark wachsende Werte der Zeiten (bis zu einem gewissen Grade gilt dies auch für Funkenlicht). Aus diesem Grunde müssen die unter ε angegebenen Resultate, obwohl die Versuche sorgsam so aneinander gereiht wurden, dass der Ozoneinfluss der *Hg*-Lampe möglichst eliminiert blieb, doch noch mit einer gewissen Vorsicht betrachtet werden.

Was die Reproduzierbarkeit der Intensität der *Hg*-Lampe betrifft[1]), so habe ich sie bisher (bei ca. 15 Versuchsreihen innerhalb 3 Wochen) noch nicht derjenigen der Kohlebogenlampe (s. § 2) ganz ebenbürtig bekommen können. Dies mag zum Teil damit zusammenhängen, dass die *Hg*-Lampe nicht recht auf ein bestimmtes Wertepaar von Strom und Spannung einzustellen ist, sondern nur auf eins von beiden. 1 Proz. Spannungsänderung (Lampenspannung) giebt etwa 2 Proz. Lichtstärkeänderung (Thermosäule), 1 Proz. Stromänderung etwa zwischen 1 und 1,5 Proz. Die aufeinanderfolgenden Werte einer Versuchsreihe erreichten ein oder zweimal die Konstanz wie bei der Kohlebogenlampe mit Homogenkohlen, bei den meisten Reihen zeigten sich aber Schwankungen von mehrfacher Grösse wie bei langen Versuchsreihen mit der Bogenlampe, und diese Schwankungen kamen auch bei unmittelbar aufeinanderfolgenden Versuchen vor.

Es ist natürlich anzunehmen, dass die *Hg*-Lampe bei eingehender Bearbeitung sich auf ähnliche Konstanz bringen lassen möchte, wie es hier mit der Kohlebogenlampe geschehen ist, aber ihre Unbrauchbarkeit zu quantitativen lichtelektrischen Versuchen wird sich wohl kaum beseitigen lassen, überdies ist die Bogenlampenstrahlung ultravioletter, so dass sie für lichtelektrische Versuche, bei welchen besonders das äusserste Ultraviolett wirkt[2]), die Quarzlampe vielleicht mehr überragt, wie für spektrometrische u. dgl. mit nicht äusserstem Ultraviolett.

Zur Zeit dürfte das Urteil der Herren Bodenstein[3]) und Pflüger[4]), welche, wie fast alle seitherigen Beobachter, die Kohlebogenlampe hinsichtlich der Erzielbarkeit ultravioletter Konstanz sehr gering einschätzten, angesichts der oben mitgeteilten Versuche nicht mehr aufrecht zu erhalten sein. Für solche Versuche im Ultraviolett, bei welchen das Ozon nicht stört, wird die Quarz-*Hg*-Lampe unter Zufügung einer Thermosäule als Eichapparat manche Bequemlichkeit bieten und wo es nicht auf sehr grosse Intensität und sehr ultraviolettes Licht ankommt als schwächere Lichtquelle im Stromverbrauch billiger sein.

Schluss.

Im vorigen ist nachgewiesen, dass die Bogenlampe zu verhältnismässig grosser, die

1) Folgende Versuche wurden, weil es lichtelektrisch s. oben, nicht zulässig ist, mit der Rubensschen Thermosäule gemacht; s. Hagen u. Rubens, Ann. d. Phys. 8, 1, 1902 und Pflüger, Ann. d. Phys. 13, 890, 1904.

2) H. Hertz, Wied. Ann. 31, 998, 1887.

3) M. Bodenstein, Zeitschr. f. Elektrochemie 10, 123, 1904.

4) Pflüger, diese Zeitschr. V, S. 414.

bisherigen Schätzungen übertreffender Konstanz bezüglich ihrer ultravioletten Strahlung gebracht werden kann. Es ist ferner nachgewiesen, dass die lichtelektrische Ermüdung ihrem Hauptbetrag nach fast sicher durch Ozon hervorgebracht wird[1]), während Lichteinstrahlung unter gewöhnlichen Versuchsbedingungen keine primäre Ursache der Ermüdung bildet.

Sekundäre Wirkung des Lichts kommt, wie z. B. bei der *Hg*-Lampe, infolge Ozonbildung durch Licht, vor. Auch wegen ihrer relativ schwachen Wirkung sekundär zu nennende Ermüdungseinflüsse (z. B. Wasserdampf) bleiben bestehen.

Die vorstehenden Schlüsse beziehen sich auf die Substanzen Cu, Cu^2O, CuO, Pt, Fuchsinlösung, hier und da auch auf Zn und auf Stahl sowie auf die Kohlenbogenlampe und Luft von Atmosphärendruck.[2])

Die Ausführbarkeit quantitativ scharfer, langfristiger, lichtelektrischer Versuche liefert ein Mittel zum Studium langsamer Oberflächenänderung.

Dresden, physikal. Institut d. techn. Hochschule. 28. Juli 1904.

1) Quantitative Ozonversuche muss ich mir noch vorbehalten.

2) Sollten etwa andere Substanzen oder anderes Licht abweichende Resultate liefern, so wären sie bei den Folgerungen auszunehmen.

(Eingegangen 30. Juli 1904.)

Über das normale elektrische Feld der Erde.

Erwiderung auf Herrn G. C. Simpsons Bemerkungen zu meiner Theorie des Erdfeldes.

Von H. Ebert.

1. In No. 12 S. 325 dieses Bandes vorliegender Zeitschrift erhebt Herr G. C. Simpson eine Reihe von Bedenken gegenüber der von mir versuchten Erklärung des permanenten elektrischen Feldes unserer Erde.[1]) Es sei mir gestattet darauf hinzuweisen, dass diese Bedenken sämtlich behoben werden können, u. a. auch auf Grund von weiteren Versuchsreihen, welche seit Veröffentlichung meiner ersten Mitteilung in dieser Zeitschrift angestellt worden sind. Auf einen Teil dieser Versuchsergebnisse wurde bereits bei einer erweiterten Wiedergabe genannter Mitteilung in der Meteorologischen Zeitschrift (Mainummer 1904 S. 201) Bezug genommen; um mich an dieser Stelle kürzer fassen zu können, möchte ich auch diese zweite Mitteilung hier als bekannt voraussetzen.

1) Diese Zeitschrift **5**, 135, 1904.

2. Zunächst wird von Herrn Simpson die Annahme eingeführt, dass der Erdboden auf der ganzen Erde mit radioaktiver Emanation durchsetzt sei; dies ist nicht nötig. Da die oberflächlichen Schichten Leiter der Elektrizität sind, so genügt es, dass das Hervortreten von stark ionisierter Bodenluft und damit der Elektrisierung der entsprechenden Schichten in einzelnen Regionen der Erdoberfläche von statten gehe, dort, wo die die Emanation erzeugenden Agentien besonders stark angereichert vorliegen. Auch wird, wenn durch die atmosphärischen Strömungen Luftmassen mit einem Überschusse an freier positiver Elektrizität über Gebiete getragen werden, auf denen der in Rede stehende Ionendiffusionsprozess nicht stattfindet, durch Influenzwirkung ein elektrisches Feld mit normalem Gefälle entstehen müssen.

Wenn Herr Simpson meine und Herrn P. Ewers Versuche über die Bodenluftemanation[1]) dahin deutet, „dass Bodenluft nur in grossen unterirdischen Höhlen ionisiert ist“, so liegt hier wohl ein Missverständnis vor, das allerdings, wie ich zugestehen will, durch eine nicht ganz klare Ausdrucksweise am Beginn und unter No. 5 des unten zitierten Aufsatzes nahe gelegt wird. Wenn man Bodenluft durch lange und verhältnismässig enge Röhren rasch ansaugt, wie es bei unseren Versuchen geschah, so enthält die angesaugte Luft freilich fast keine Ionen mehr. Wir haben aber nicht verfehlt, auf den Grund hiervon hinzudeuten (vergl. die Anmerkung S. 166 der zitierten Arbeit); er ist einfach darin zu suchen, dass bei der verhältnismässig raschen Bewegung der Luft durch die engen und gewundenen Wege die bereits gebildeten Ionen ihre Ladungen an die Wände abgeben. Uns kam es damals darauf an zu zeigen, dass in der Bodenluft ein elektrisch an sich zunächst indifferentes Agens, eben die Emanation, enthalten ist, welches, trotzdem die Ionen entfernt sind, wiederum neue Ionen zu erzeugen imstande ist. In allen, selbst den kleinsten Hohlräumen wirkt die direkte Strahlung des aktiven Bodenmaterials (namentlich die α-Strahlung) sowie die Emanation stark ionisierend. Ob aber Bodenluftionen aus dem Erdboden mit der Bodenluft selbst heraustreten oder nicht, hängt wesentlich von der Geschwindigkeit der Luftbewegung mit ab. Gerade die langsame Durchgangsgeschwindigkeit der Luft durch die Kapillarkanäle des Bodens, wie sie etwa infolge fallenden Barometerstandes zu erwarten ist, stellt die notwendige, aber auch die hinreichende Bedingung für das Zustandekommen des in Rede stehenden Phänomens dar; vergl. w. u. unter 3 am Ende.

3. Was die Einwürfe betrifft, welche Herr

1) H. Ebert und P. Ewers, diese Zeitschr. **4**, 162, 1902.

Simpson gegenüber den in meiner ersten Mitteilung beschriebenen Versuchen erhebt, und die darin gipfeln, dass dieselben den in der Natur vorliegenden Bedingungen nicht entsprechen sollen, so ergeben sich hier noch weniger ernsthafte Schwierigkeiten. Um selbst bei den in so kleinem Massstabe die natürlichen Verhältnisse nachahmenden Anordnungen deutliche Effekte zu erzielen, bedurfte man relativ grosser Ionendichten. Wurde daher mit Bodenluft gearbeitet, die durch das Ansaugen, das Passieren zahlreicher Wasch- und Trockenflaschen, Hähne, Schläuche, Rohre usw., wie soeben erwähnt, all ihre Ionen verloren hatte, so liess man sie einige Stunden in dem Gasometer abstehen, bis die in ihr enthaltene Emanation wieder genügend viele Ionen neu geschaffen hatte. Hätte man diese vorher nicht verloren, so wäre das Abstehen im Gasometer nicht nötig gewesen. Dass dieses selbst in der Natur ein Seitenstück hat (trotzdem die Luft im Erdboden direkt mit der Atmosphäre kommuniziert) ist wohl unzweifelhaft, da eben nur bei sinkendem Luftdrucke die im Boden enthaltene Luft heraustritt, während in der übrigen, doch über viele Stunden, ja unter Umständen selbst Tage gehenden Zeit sie reichlich Gelegenheit hat, im Boden „abzustehen". Dabei befindet sie sich in ständiger Berührung mit den ionisierenden Agentien.

Die Verwendung des grossen Gasometers und das Abstehenlassen der darin aufgefangenen Bodenluft ist also nur ein Mittel gewesen, möglichst viele Ionen pro Kubikcentimeter wieder zu erhalten, d. h. sich den in der Natur vorliegenden Verhältnissen möglichst zu nähern. Alle Versuche sind mit Luft wiederholt worden, die durch schwach radioaktive Präparate, durch relativ stark aktive Bodenarten oder durch Röntgenstrahlen ionisiert war; immer zeigte sich der gleiche Effekt; die Grösse der erhaltenen Wirkung hing von der Ionenführung der angewandten Luft ab.

Bedenklicher könnte der Einwand erscheinen, der gegen den Thonzylinderversuch erhoben wird; es muss zugestanden werden, dass das hierbei verwendete Diaphragma in der Natur (im allgemeinen wenigstens) kein Seitenstück besitzt. Hier haben nun neuere Versuche, über die ich demnächst eingehender zu berichten gedenke, gezeigt, dass es in der That überflüssig ist! Füllt man ein grösseres, oben offenes Metallgefäss mit einem aktiven Bodenmateriale, etwa getrocknetem und zerkleinerten Fangoschlamme und hängt es gut isoliert und mit dem Quadrantenelektrometer verbunden innerhalb eines weiteren, luftdicht schliessenden Gefässes (das zugleich als elektrostatischer Schutzmantel dient) auf, so erhält man deutliche negative Ladung, wenn man den Druck nur um wenige Millimeter vermindert (nachdem sich — nach Aufhebung der Erdung — die Nadel eingestellt hat). Hier fehlt der grosse Luftraum mit stark ionisiertem Gase sowie die dünne poröse Schicht; die Luft dringt vielmehr ganz langsam aus dem lockeren Bodenmateriale selbst heraus; wir haben vollkommen die Verhältnisse wie in der Natur selbst vor uns, denn es ist hier gewissermassen nur eine einzelne Erdscholle herausgegriffen und der Untersuchung gesondert unterworfen worden.

Der Liebenswürdigkeit der Herren Elster und Geitel verdanke ich eine Probe sehr aktiven Quellensediments; dieselbe giebt selbst in geringen Mengen verwendet den Effekt ganz ausserordentlich deutlich. Benutzt man grosse Gefässe und erhebliche Mengen Bodenmaterials, so gelingt der Versuch aber auch schon mit gewöhnlicher Garten- oder Ackererde, die man aus grösserer Tiefe entnommen hat.

Freilich wird durch die Anwesenheit des aktiven Körpers die Luft auch in dem weiteren Gefässe allmählich leitend gemacht, die erzielten Ladungen gleichen sich daher verhältnismässig rasch wieder aus.

Aber auch die Versuche mit dem Thonzylinder haben wir unterdessen weiter variiert.

Wenn sich Herr Simpson der kleinen Mühe unterziehen wollte, dieselben zu wiederholen, so würde er sich bald davon überzeugen, dass der Erfolg derselben nicht eine Folge der Dimensionen des Apparates ist. Der Effekt tritt vielmehr immer ein, wenn ionisierte Gase langsam durch poröse Wände hindurch diffundieren. Herr cand. L. Endrös hat auf meine Veranlassung hin insbesondere die Beziehung zwischen Schichtdicke und Durchströmungsgeschwindigkeit, bei der die negative Ladung am deutlichsten auftritt, genauer verfolgt, also gerade den Punkt eingehender studiert, auf den Herr Simpson am Schlusse seiner Bemerkung 3 (S. 326 links oben) hinweist. Zu dem Zwecke wurden Metallröhren, die sich ineinander verschieben liessen, ähnlich wie bei dem Zuge einer Posaune, mit aktivem Gesteinsmaterial (Cleveitgestein) gefüllt, das Ganze isoliert und mit dem Quadrantenpaare verbunden (vor Influenzwirkungen genügend geschützt) aufgestellt, und nun ein Strom Luft durch die Gesteinssäule mit verschiedenen Geschwindigkeiten hindurch geschickt. Es zeigte sich, dass zur Erzielung einer deutlichen negativen Elektrisierung des Gesteinsmaterials der Luftstrom um so langsamer die Spalten und Lücken zwischen den einzelnen Gesteinsbrocken passieren musste, je länger die zu durchdringende Gesteinsschicht selbst war; wurde der Luftstrom mit grösserer Geschwindigkeit hindurch geschickt, so nahm der Effekt ab! Aus den Versuchen ist zu schliessen, dass bei den viele

Meter dicken Gesteins- und Geröllschichten, die in der Natur in Betracht kommen, die *wirksamen Diffusionsgeschwindigkeiten gerade die geringen* sind, wie sie den barometrischen Schwankungen entsprechen. Auf dem genannten Wege haben wir uns also den natürlichen Bedingungen thatsächlich immer mehr genähert.

4. Herr *Simpson* wirft sodann die Frage auf, ob der an der Oberfläche der Erde angetroffene Überschuss an positiven Ionen zur Aufrechterhaltung des normalen Potentialfalles an dieser ausreichen würde. Er nimmt für diesen den Wert 100 Volt pro Meter an, wie er in der That den *sommerlichen* Gefällen unserer Breiten entspricht. Wenn er aber weiter voraussetzt, dass sich dieser Gradient bis zu einer grösseren Höhe als 1000 m erstreckt, so ist dies nicht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen zahlreicher luftelektrischer Ballonfahrten, welche zeigen, dass der Gradient mit der Höhe rasch abnimmt, um schliesslich den Wert Null zu erreichen.

Herr *Simpson* rechnet weiter aus, dass zur Erhaltung des genannten Potentialgefälles ein senkrechter Luftstrom von wenigstens 1 cm/sec erforderlich wäre und bemerkt hierzu, dass dies eine Vertikalgeschwindigkeit sei, die nur über einem sehr kleinen Bereiche der Erdoberfläche bestehen könne. Letzteres trifft entschieden nicht zu für die aufsteigenden Luftströme, die sich bei Schönwetterperioden im Sommer bei uns auszubilden pflegen und die zur Bildung der charakteristischen „Sommerwolken“ führen; auf solche muss sich aber die genannte Bemerkung der angenommenen Gefällewerte von 100 Volt pro Meter (der normalen „Schönwetterelektrizität“) zufolge beziehen.

Als *untere Grenze* der Vertikalkomponente der Geschwindigkeit in *ausgedehnten* aufsteigenden Luftströmen kann man nach H. *Gerdien*[1]) etwa 10 cm/sec annehmen; in lokalen aufsteigenden Luftströmen dürfte die Vertikalgeschwindigkeit noch erheblich grösser sein. So traf der genannte Forscher gelegentlich einer Ballonfahrt in einer Cumulus-Wolke Vertikalgeschwindigkeiten bis zu 600 cm/sec an! Ich selbst habe bei Gelegenheit des Berichtes über die von München aus unternommenen luftelektrischen Fahrten wiederholt auf die Wirkung aufsteigender Luftströme aufmerksam gemacht[2]), welche namentlich im Sommer die unteren Schichten so gut durcheinander mischen, dass man noch über 1000 m über dem Boden fast dieselben Ionendichten, wie am Boden selbst, antreffen kann. Dass Luftströmungen die in ihnen eingelagerten Ionen weit forttragen können, macht sich bei uns auf der bayerischen Hochebene, z. B. auch bei der Herrschaft von föhnartigen Winden, regelmässig geltend, insofern als dann der grosse Überschuss an Ionen, welcher der Luft über den Alpengipfeln eigentümlich ist, weit in die Ebene hinaus fortgetragen wird und hier zu einer abnormen Entladungsgeschwindigkeit des *negativ geladenen* Zerstreuungskörpers ($\overset{-}{a}$ und damit zu sehr hohen Werten von $q = \overset{-}{a}/\overset{+}{a}$) führt; ganz Ähnliches wurde von *Czermak* in Innsbruck beobachtet.[1]) Gerade der einmal vorhandene *Überschuss* einer Ionenart erhält sich ziemlich lange, weil dann für eine grosse Zahl von Ionen der einen Art die von entgegengesetztem Vorzeichen fehlen, mit denen sie sich vereinigen könnten. Infolge der Wiedervereinigung der Ionen wird der *relative Überschuss* sogar fortwährend gesteigert, wie leicht einzusehen ist. Es können also gerade recht grosse Gefällewerte mit relativ kleinem Ionengehalte parallel gehen, ja dies wird sogar im allgemeinen die Regel bilden. Auch der hier genannte Einwand trifft also nicht zu.

Aber die eingangs aufgeworfene Frage kann überhaupt nicht auf diesem Wege entschieden werden; vielmehr müssen dazu die Werte der *Neutralisationsgeschwindigkeit* am Erdboden mit in Rücksicht gezogen werden, wie sie sich durch Zerstreuungsmessungen in Gestalt der Werte $\overset{-}{a}$ und $\overset{+}{a}$ ergeben. Man muss aus den auf die Ebene bezogenen Gefällewerten die mittlere Dichte der negativen Erdladung ermitteln, mit Hilfe von a berechnen, welche Elektrizitätsmenge pro m^2 und pro Tag an der Erdoberfläche verloren geht, und abschätzen, ob der zur Aufrechterhaltung des Feldes herangezogene Mechanismus wirklich imstande sein kann, diesen Verlust dauernd zu decken. In diesem Sinne habe ich die Frage in der oben genannten Mitteilung in der Meteorolog. Zeitschrift unter Nr. 6, S. 211 eingehend erörtert und konnte auf Grund eines ausgedehnten Zahlenmateriales zeigen, dass schon ein ganz kleiner Überschuss positiver Ionen der im Erdboden vorhandenen Ionenmengen genügt, um in die freie Atmosphäre hinaustretend die Aufrechterhaltung des Erdfeldes zu gewährleisten.

5. Endlich wird der naheliegende Einwurf erhoben, die Theorie könne vielleicht die erdelektrischen Verhältnisse über dem Festlande erklären, versage aber gänzlich für die grossen ozeanischen Gebiete. Hier möchte ich zunächst die Gegenfrage stellen, wie es überhaupt mit dem elektrischen Felde „mitten auf dem Ozeane“

1) H. *Gerdien*, Jahrbuch für Radioaktivität und Elektronik, 1, Heft I, S. 34, 1904.

2) Vergl. z. B. Sitzungsber. d. math.-physikal. Kl. d. Münchener Akad. **30**, Heft III, S. 515, 1901 und Nachr. der Göttinger Ges. d. Wissenschaften math.-phys. Kl., Heft 3, S. 4, 1904.

1) P. *Czermak*, Diese Zeitschrift **3**, 185, 1902.

steht? Bekanntlich, lassen sich hierüber nur Vermutungen aufstellen, da ausgedehntere Messungsreihen auf diesen Gebieten zur Zeit noch ganz fehlen. Eine der ersten Autoritäten in dieser Beziehung, Fr. Exner, betonte bei Aufstellung und Begründung eines von seiten der deutschen kartellierten Akademien an die internationale Assoziation der Akademien zu stellenden Antrages bezüglich einer internationalen Organisation über die ganze Erde verbreiteter luftelektrischer Beobachtungsstationen noch im vorigen Jahre die hier klaffende Lücke unserer Kenntnisse mit ganz besonderem Nachdrucke.[1])

Aber selbst, wenn sich zeigen sollte, dass auch über dem Meere ein elektrisches Feld mit positivem Gefällewert die Regel bildet, so bestünde doch in der Annahme nicht die mindeste Schwierigkeit, dass dieses Feld der Influenzwirkung der vom Lande aus über die Wasserflächen hingeführten Luftmassen mit einem Überschusse an freier positiver Elektrizität entspränge. Im Gegenteil würden sich hier wieder neue, sehr interessante Gesichtspunkte ergeben, denn die Gefällewerte müssten, je nachdem, ob Land- oder Seewind herrscht, in ihrem Betrage regelmässig wechseln u. s. w. Ganz abgesehen hiervon ist aber das Wasser bekanntlich ein gutes Lösungsmittel für alle radioaktivierenden Emanationen und wenn auch voraussichtlich das Meerwasser im allgemeinen pro m^3 viel weniger davon gelöst enthält als etwa das Grundwasser des Festlandes, so wird es doch nirgends ganz frei von Emanation sein. Denn einerseits münden Emanation führende Wässer in das Meer oder es steht mit solchen in Kommunikation, andererseits dürfte der Meeresgrund ebenfalls radioaktive Bestandteile enthalten wie viele Gesteine des Festlandes. Nun wurde aber bei Schütteln von Wasser, welches Emanation enthielt, mit Luft in dieser von uns regelmässig eine stärkere Vermehrung der Negativ-Zerstreuung, also ein Überwiegen von freien positiven Ionen beobachtet; auch Herr R. Börnstein bemerkte ähnliches.[2]) Man kann dies vielleicht dadurch erklären, dass die negativen Ionen, welche von der frei werdenden Emanation zunächst in derselben Anzahl wie die + Ionen in der Luft erzeugt werden, bei ihrer grösseren Fähigkeit, Kondensation zu erzeugen über der bewegten Wasseroberfläche sogleich wieder in grösserer Anzahl niedergeschlagen werden als die + Ionen, von denen daher ein Überschuss in die umgebende Luft entweicht. Wenn also auch beim Wasser nicht die Rede ist von einem Diffundieren der Ionen durch Risse und Spalten, wie bei lockerem Boden, so treffen wir doch auch hier auf einen ähnlichen Effekt, wiewohl der Vorgang ein anderer wie an Land ist; jedenfalls wäre schon damit über den Ozeanen gleichfalls die Entstehung eines Feldes mit normalem Gefälle gewährleistet.

1) Fr. Exner, Sitzungsber. der math.-phys. Klasse der Münchener Akad. 33, II. Heft, S. 294, 1903.

2) R. Börnstein, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. Nr. 22, S. 412, 1903.

6. Ich hoffe, dass es mir gelungen ist zu zeigen, dass die erhobenen Einwände nur scheinbar die neue Theorie treffen. Diese selbst regt eine Fülle neuer Fragestellungen ohne weiteres an. Insbesondere weist sie auf einen innigen Zusammenhang zwischen Luftdruck, barometrischer Unruhe und den luftelektrischen Erscheinungen hin. Schon jetzt deuten vereinzelte und mehr gelegentliche Beobachtungen darauf, dass mit abnehmendem Luftdrucke die Zerstreuungswerte an der Erdoberfläche regelmässig ansteigen; dies kann den obigen Ausführungen zufolge nur dahin interpretiert werden, dass ionenreichere Luft aus dem Boden in das freie Luftmeer übertritt. Eine völlig klare Einsicht in diesen Zusammenhang wird erst durch fortlaufende Registrierungen beider Elemente gewonnen werden können.[1])

München, Juli 1904. Physik. Inst. d. techn. Hochschule.

1) Unterdessen sind in dieser Zeitschrift die wundervollen Registrierkurven des Herrn G. Lüdeling veröffentlicht worden (vergl. S. 450), welche den hier vermuteten Zusammenhang aufs Schönste bestätigen. Dass nicht auch der Zusammenhang der q-Werte mit dem Potential-Gefälle zu Tage tritt (vergl. S. 451) ist auffallend, da an anderen Beobachtungsorten, wie z. B. hier in München, gerade dieser Parallelismus besonders deutlich ausgesprochen ist (vgl. z. B. auch Gockel. D. Z. 4, 871, 1903 und Zölss, Sitzungsber. Wiener Akad. 112, Abt. II, a., 1117, 1903, welche ebenfalls auf denselben hinweisen). Auch sonst ist eine tägliche Periode in den q-Werten bemerkt worden; dass sie bei den Potsdamer Registrierungen noch nicht zu Tage getreten ist, liegt vielleicht an dem Aufstellungsorte des Zerstreuungsapparates.

(Eingegangen 20. Juli 1904.)

Über eine von den Kathodenstrahlen des Radiums in Metallen erzeugte Sekundärstrahlung.

Von F. Paschen.

Anordnung 1. Auf der empfindlichen Schicht einer käuflichen Bromsilber-Gelatine-Trockenplatte liegen Platinbleche verschiedener Dicke unter schwarzem Papier. In Glas eingeschmolzenes reinstes Radiumbromid befindet sich in 15—25 cm Entfernung darüber. Man erhält Schatten der Metallbleche.

Anordnung 2. Unter der Schicht der Trockenplatte und in Berührung mit ihr liegen die Platinbleche, während das Radium 15 cm darüber liegt. Die Kathodenstrahlen durchdringen also erst das Glas der photographischen Platte, dann die Schicht und treffen zuletzt die Platinbleche. Die Schicht des Negativs über den Metallen erhält kräftige Schwärzungen von der Form der Bleche. Die Stärke der Schwärzung nimmt mit der Dicke des Bleches nur bei kleineren Dicken als 0,05 mm zu.

Anordnung 3. Der Versuch der Anordnung 2 wird dahin abgeändert, dass das Radiumglas in einer geschlossenen Bleihülle von 4 mm Wandstärke steckt. Die Schwärzung über den Metallstücken tritt jetzt noch mehr hervor.

Anordnung 4. Der Versuch der Anordnung 1 wird mit einer Bleihülle von 4 mm Wandstärke um das Radium wiederholt. Die Schatten der Metallstücke werden weniger hell und zwar um so weniger, je dünner die Bleche sind. Dies wäre als Folge der geringeren Absorption der durch 4 mm Blei gesiebten Radiumstrahlen nicht auffallend. Allein die dünnsten Bleche, deren Dicke kleiner als 10 μ ist, geben keine Schatten mehr, sondern zeigen jetzt unter sich stärkere photographische Schwärzung, als die Nachbarteile der Platte. Damit ist bewiesen, dass die Schwärzung über den Metallstücken in Anordnung 2 und 3 jedenfalls zu einem beträchtlichen Teil nicht durch reflektierte Kathodenstrahlen hervorgebracht sein kann, sondern einer sekundären Strahlung zuzuschreiben ist, welche im Metall entsteht, wenn der Kathodenstrahl hier auftrifft.

Anordnung 5. Durch ein Magnetfeld von ca. 1000 C.G.S.-Einheiten und 6 cm Länge (senkrecht zu den Kraftlinien) werden die Kathodenstrahlen des Radium zu einem Spektrum auseinander gebreitet, welches von den unabgelenkten γ-Strahlen bis zu den langsamsten β-Strahlen, welche die Papierumhüllung der photographischen Platte noch durchdringen, etwa 9 cm Länge besitzt. Diesem Spektrum werden photographische Schichten exponiert, welche in der halben Breite des Spektrums vorne oder hinten mit Platinblechen verschiedener Dicken bedeckt sind, so dass also die Strahlen entweder erst das Metall und dann die Schicht oder umgekehrt durchlaufen. Im letzten Falle verstärkt eine hinter der (Film-) Schicht liegende Platinplatte die photographische Wirkung der Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten.

Im ersteren Falle (Platin vor der Schicht) zeigt sich, dass am Orte der langsamsten β-Strahlen selbst unter dem dünnsten Blech von 2,5 μ Dicke ein Schatten (weniger Schwärzung) gebildet wird. Bei grösserer Geschwindigkeit kommt eine Stelle, wo unter dem Blech gleiche Schwärzung wie in der Nachbarschaft vorhanden ist, und bei noch grösserer Geschwindigkeit ist die Schwärzung unter dem Blech vermehrt und zwar am meisten am Orte der γ-Strahlen.

Der Bereich stärkerer Absorption rückt mit wachsender Blechstärke nach grösseren Geschwindigkeiten. Unter einem Blech von 0,1 mm Dicke schwärzen eben die schnellsten von Kaufmann gemessenen β-Strahlen die Platte noch mehr, als ohne Blech. Unter einem Blech von 0,3 mm Dicke werden auch diese stärker absorbiert, während die noch schnelleren, aber ablenkbaren Strahlen, deren Existenz ich nachwies[1]) noch stärker schwärzen. Unter noch dickeren Blechen schliesslich sind alle ablenkbaren Strahlen weniger geschwärzt. Nur der nicht abgelenkte Komplex der γ-Strahlen allein zeigt dann noch stärkere Schwärzung. Blei zeigt die Effekte ähnlich.

Es ist damit eine sekundäre Strahlung derjenigen Metalle nachgewiesen, welche von den β- und γ-Strahlen des Radiums getroffen werden. Diese Sekundärstrahlung nimmt mit der Geschwindigkeit der erzeugenden Strahlung zu. Nimmt man an, dass sie durch die Zahl der im Metall absorbierten oder reflektierten Quanten hervorgebracht wird, deren Zahl immer grösser ist als die Zahl der in der photographischen Schicht absorbierten und dort schwärzenden direkten Strahlen, so ist die verstärkende Wirkung des vor der Schicht liegenden Metalles verständlich, ebenso auch ihre Abhängigkeit von der Schichtdicke.[2]) Es sind Versuche begonnen, um die Abhängigkeit der Sekundärstrahlung von allen in Betracht kommenden Umständen zu erforschen.

Der Nachweis dieser sekundären Strahlung gelingt nur, wenn die Metalle die photographische Schicht berühren oder ihr sehr nahe kommen. Teile der Bleche, welche die Schicht nicht direkt berühren, wirken schon weniger.

Die photographische Verstärkung durch dünne (etwa 10 μ dicke) Platinbleche, welche vor der empfindlichen Schicht liegen, oder durch dickere, welche dahinter liegen, ist ein wichtiges Hilfsmittel zur Untersuchung der Kathodenstrahlen des Radiums. Besonders für die schnellsten derselben wird die Expositionszeit hierdurch beträchtlich vermindert.

Da die β-Strahlen als Kathodenstrahlen angesehen werden, darf man die hier nachgewiesene sekundäre Strahlung wohl als den theoretisch geforderten Röntgen-Effekt dieser Strahlen auffassen. Er erweist sich in Übereinstimmung mit der Theorie der Herren Abraham und P. Hertz um so kräftiger, je grösser die Geschwindigkeit und elektromagnetische Trägheit, also der „Impuls" der Strahlen ist. Dass die γ-Strahlen den bei weitem grössten Effekt dieser Art zeigen, ist in Übereinstimmung mit der von mir aus anderen Versuchen[3]) gefolgerten Anschauung, dass diese Strahlen Kathodenstrahlen einer sehr grossen Geschwindigkeit sind, nicht aber Röntgenstrahlen. Denn ich habe diesen Effekt vergebens bei Röntgenstrahlen gesucht. Bestrahlt man die Anord-

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. IV, **14**, 398, 1904.

2) Bei sehr langsamen Kathodenstrahlen ist von den Herren L. Austin u. H. Starke (Ann. d. Phys. IV, **9**, 271, 1902) eine Sekundärstrahlung gefunden, welche aber bei senkrechtem Einfall verschwindet und mit der Geschwindigkeit der erzeugenden Strahlen abnimmt, also anderer Art zu sein scheint.

3) F. Paschen, Ann. d. Phys. IV, **14**, 164 u. 389, 1904.

nung 2 mit Röntgenstrahlen, so erhält man eine nur eben sichtbare Verstärkung der Schwärzung vor den Metallen wohl infolge der sekundären Strahlung, welche die von Röntgenstrahlen getroffenen Metalle bekanntlich zeigen. In der Anordnung 1 erhält man mit dem dünnsten Blech nur Schatten.

(Eingegangen 30. Juli 1904.)

Atmosphärische Radioaktivität.

Von H. A. Bumstead.

Es ist neuerdings durch eine Anzahl Untersuchungen, welche an voneinander weit entfernten Örtlichkeiten angestellt wurden, dargethan worden, dass das aus Erde, Wasser und aus Petroleum gewonnene radioaktive Gas dieselben Eigenschaften wie Radiumemanation selbst besitzt.[1]) Etwas Emanation muss natürlich auch in der Luft oberhalb des Erdbodens anwesend sein, und es liegt nahe, daraus zu folgern, dass die radioaktiven Erscheinungen der Atmosphäre diesem Umstande zuzuschreiben sind. Man könnte demnach erwarten, dass die auf einem negativ geladenen Drahte, der in freier Luft exponiert wird, angehäufte Radioaktivität mit derselben Geschwindigkeit wie die durch Radium induzierte Aktivität verschwindet, und Elster und Geitel haben wirklich kürzlich Beobachtungen angestellt, welche diese Erwartung, wenigstens angenähert bestätigen.[2]) Andererseits haben Rutherford und Allan, welche die ersten waren, die sorgfältig die Verlustgeschwindigkeit des negativ geladenen Drahtes massen[3]), ein anderes Ergebnis erhalten; sie fanden nämlich, dass die Radioaktivität regelmässig nach einem Exponentialgesetze sinkt und in etwa 45 Minuten auf die Hälfte ihres Wertes fällt, während die von Radium induzierte Aktivität während der ersten beiden Stunden nicht exponentiell abfällt, und wenn sie anfängt, dieses Verhalten zu zeigen, ihre Halbwertzeit 28 Minuten und nicht 45 ist. Ganz kürzlich hat Allan[4]) eine ausgedehnte Untersuchung der atmosphärischen Radioaktivität angestellt, in deren Verlaufe er im grossen und ganzen die früher von Rutherford und ihm erhaltenen Ergebnisse, was die Verlustgeschwindigkeit anbelangt, bestätigt hat, wenn auch gewisse Beobachtungen darauf hinweisen, dass die Abnahme nicht so ganz regelmässig ist.

Die Versuche, welche ich beschreiben will, wurden vor dem Erscheinen der letzten Arbeiten von Elster und Geitel und von Allan begonnen und in Anbetracht der Abweichungen zwischen ihren Ergebnissen und auch deswegen fortgesetzt, weil ich Anzeichen erhalten hatte, welche auf von keinem von beiden erzielte Ergebnisse hindeuteten. Ein dünner, 0,25 mm im Durchmesser haltender Kupferdraht wurde ungefähr 8 m über dem Erdboden zwischen zwei benachbarten Häusern horizontal aufgehängt; er stand mit dem negativen Pol einer Whimshurstschen Maschine in Verbindung, welche mit einem kleinen Motor betrieben wurde und deren positiver Pol geerdet war. Eine parallele Funkenstrecke von 5 mm Länge diente dazu, die Potentialdifferenz während einer Exposition, die gewöhnlich 3 Stunden lang fortgesetzt wurde, konstant zu erhalten. Die Aktivität des Drahtes wurde in einem cylindrischen Versuchsgefäss beobachtet, wobei der Mittelstab mit dem einen Quadrantenpaare eines Quadrantelektrometers in Verbindung stand; der Stab war in gewohnter Weise durch eine geerdete Schutzplatte geschützt. Der Boden des Cylindergefässes war leicht abnehmbar und trug vier vertikale Messingstäbe gerade innerhalb der Wände des Gefässes, und um diese Stäbe herum konnte der exponierte Draht gewunden werden. Das Elektrometer war von besonderer Konstruktion mit Schwefelisolierung und verstellbaren Quadranten; die Nadel war aus versilbertem Papier und die Aufhängung ein Quarzfaden, der in eine Lösung aus Calciumchlorid getaucht war, so dass er, wie bei Dolezaleks Elektrometer, leitend wurde. Bei der benutzten Aufhängung war die Empfindlichkeit, wenn 90 Volt an die Nadel angelegt waren, ausreichend (250 cm pro Volt bei 1 Meter entfernter Skala), und das Instrument sehr konstant. Wenn das Potential an der Nadel konstant erhalten wurde, so variierte die Empfindlichkeit des Apparates mit Bezug auf ein kleines Uranoxydstückchen während eines Zeitraumes von mehreren Tagen nicht merklich. Zufällige Bewegungen der Nadel wurden wirksam dadurch verhindert, dass der Verbindungsdraht zwischen Elektrometer und Cylinder in eine geerdete Messingschachtel eingeschlossen wurde, an deren Aussenseite ein kleiner Elektromagnet zur Isolierung oder zum Kurzschliessen der Quadranten diente.[1]) Der exponierte Draht konnte ohne Störung der Verbindungen und ohne Erschütterung des Elektrometers in den Cylinder eingesetzt werden, sodass mit den Ablesungen unmittelbar begonnen werden konnte; der einzige Zeitverlust nach dem Abschluss der Exposition bestand in dem Einsetzen des Drahtes und dem Aufwickeln auf den Rahmen. Nachdem der Draht in das Versuchsgefäss eingesetzt worden war, wurden Messungen des Ionisierungsstromes in Zwischenräumen von je 3 Minuten während des

1) Adams, Phil. Mag., Nov. 1903; Elster und Geitel, diese Zeitschr. 5, 11, 1904; Bumstead und Wheeler, American. Journ. of Science, Febr. 1904; Himstedt, Drudes Ann. 13, 573, 1904.
2) Elster und Geitel, loc. cit.
3) Rutherford und Allan, Phil. Mag. Dez. 1902.
4) Allan, Phil. Mag. Febr. 1904.

1) Diese Anordnung ist früher beschrieben worden. Siehe Am. Journ. Sc., Febr. 1904, S. 100.

ersten Teiles der Versuche vorgenommen, während noch die Aktivitätsveränderung schnell vor sich ging; später wurden nur alle 6 Minuten Ablesungen vorgenommen.

Zu Anfang der Versuche kamen verhältnismässig kurze Drähte zur Verwendung (5 Meter), deren Aktivitätsabfall mit einiger Genauigkeit etwa 2 Stunden lang verfolgt werden konnte. Die Ähnlichkeit mit dem Verhalten der durch Radium induzierten Radioaktivität war unverkennbar und findet ihren deutlichen Ausdruck in den Kurven der Figur 1. Die obere und untere Kurve, I und III, stellen den Abfall der

Fig. 1.

Aktivität von Drähten dar, die in offener Luft an verschiedenen Tagen exponiert wurden, während die zwischenliegende Kurve II mit einem Draht erhalten wurde, der in einer 2 Liter haltenden Flasche exponiert worden war, welche sehr schwache Radiumemanation enthielt (die Expositionszeit war dieselbe, 3 Stunden); dieser Draht wurde vermittels einer Whimshurstschen Maschine auf dasselbe Potential geladen. Die Ähnlichkeit ist ganz auffällig, besonders was die anfängliche bedeutende Abfallsgeschwindigkeit anbelangt, welche charakteristisch für die durch Radium erzeugte induzierte Aktivität ist, und welche ich stets an dem in freier Luft exponierten Drahte beobachtet habe, wenn 2 bis 3 Beobachtungen während der ersten 10 Minuten gemacht wurden, nachdem die Exposition aufgehört hatte. Wenn jedoch die Beobachtungen sorgfältig miteinander verglichen werden, so ist es augenfällig, dass sie innerhalb der Versuchsfehler nicht vollständig miteinander übereinstimmen; ein einfacher Blick auf die Kurven in Fig. 1 zeigt nämlich, dass gegen das Ende die Luftdrähte etwas langsamer als der der Radiumemanation ausgesetzte Draht abfielen. Es erschien nun wahrscheinlich, dass dies an dem Vorhandensein von kleinen Beträgen irgendeiner Form der Radioaktivität lag, welche langsamer als die auf Rechnung von Radium kommende abfällt, und die daher im Laufe der Zeit sich mehr und mehr fühlbar machen musste. Demgemäss wurden Drähte von 30 m Länge in derselben Weise exponiert und 4 Stunden lang Beobachtungen vorgenommen. Die Ergebnisse zweier derartiger Versuche sind in Fig. 2 eingetragen, woselbst der Klarheit halber die natürlichen Logarithmen der Ionisierungsströme als Ordinaten und die Zeiten als Abszissen aufgetragen sind.[1]) Die Kurven I und III stellen wiederum den Luft-

Fig. 2.

draht und die Kurve IV einen zum Vergleich benutzten der Radiumemanation ausgesetzten Draht dar. Das Vorhandensein einer langsam abfallenden Radioaktivität ist an der Kurve zwischen 2 und 4 Stunden deutlich zu sehen. 24 Stunden später war der Draht immer noch merklich radioaktiv, doch war die Wirkung zu klein, als dass man sie mit Genauigkeit hätte messen können; sie betrug ungefähr ein Fünftel der Aktivität bei 4 Stunden.

Um die Abfallsgeschwindigkeit dieser beständigen Aktivität zu bestimmen, wurden

1) Auf dieser Zeichnung ergeben aktive Substanzen, die nach demselben Gesetze abfallen, parallele Kurven; wenn das Gesetz exponential ist, so muss die Kurve eine gerade Linie sein und der Abfall der Linie gleich λ in der Formel $I = I_0 \cdot e^{-\lambda t}$ sein. Der Nullpunkt der Ordinaten ist gleichgültig, so daß wir je nach Bequemlichkeit log I oder (log O + konst.) eintragen können.

6 Drahtlängen in weitem Zickzack zwischen den Fenstern der zweiten Etage zweier Gebäude exponiert, wobei die Gesamtlänge 200 m betrug. Sie hingen um verschiedene Beträge von der Horizontalen herab, so dass ihre elektrostatischen Felder so viel wie möglich von der umgebenden Luft enthielten. Der kleine Durchmesser des Drahtes machte es möglich, diese Länge ohne Schwierigkeit in das Versuchsgefäss zu stecken. 9 Stunden später betrug die Stromstärke etwa sechsmal so viel wie die von „spontaner Ionisierung" der Luft herrührende; wenn dieser Betrag auch klein war, so war er doch mit einiger Genauigkeit zu messen. Fünf Beobachtungen wurden zu dieser Zeit ausgeführt, und nach Verlauf von 12 Stunden 5 weitere; indem ich sie zu je zweien kombinierte, erhielt ich die folgenden Werte für den Abfallskoeffizienten λ:

0,069
0,069
0,066
0,061
0,073
0,065

$\lambda = 0,067$

Die diesem Koeffizienten entsprechende Halbwertzeit beträgt $10^1/_3$ Stunde; dies kommt der Abnahmegeschwindigkeit der induzierten Aktivität des Thoriums so nahe, dass wenig Zweifel darüber übrig bleibt, dass die langsam abnehmende Aktivität am Luftdraht wirklich von Thorium herrührt. Es ist möglich, das Verhältnis dieser Aktivität zu der vergänglicheren durch eine verlängerte Exposition des Drahtes zu erhöhen; für die durch Radium induzierte Aktivität ist eine Expositionszeit von drei Stunden ausreichend, um den schliesslichen Gleichgewichtswert so ziemlich zu erreichen, während die von Thorium herrührende induzierte Aktivität mehrere Tage hindurch weiter zunimmt. Durch eine zwölfstündige Exposition eines langen Drahtes an einem schönen hellen Tage ist es mir geglückt, beträchtliche Mengen dieser langsam abnehmenden Radioaktivität aufzusammeln. Elf Stunden, nachdem der Draht in den Versuchszylinder gesteckt worden war, betrug der Strom durch das Gas 35mal soviel wie der, welcher von spontaner Ionisierung herrührte; man konnte sein allmähliches Abnehmen mehrere Tage lang verfolgen. Beobachtungen, die sich über verschiedene Zeitintervalle ausdehnten (von 6 bis 27 Stunden), zeigten, dass die Abnahme exponentiell war und dass der Durchschnittswert von λ nach fünf Bestimmungen 0,0616 betrug, was einer Abnahme auf den halben Wert in 11,2 Stunden entspricht.

Die Beobachtungen über atmosphärische Aktivität lassen sich recht gut, aber doch nicht ganz befriedigend mit der Annahme erklären, dass die Aktivität vollständig von den induzierten Aktivitäten des Radiums und Thoriums herrührt. In folgenden Tabellen giebt die 2. Spalte die berechneten Werte der Ionisierung an, die sich nach dieser Annahme ergeben, wobei das Verhältnis der beiden Aktivitätsformen so gewählt worden ist, dass die beobachteten und berechneten Werte bei 1 Stunde und bei 4 Stunden miteinander übereinstimmen; für vorliegenden Zweck hat man die Abnahme der Thoriumaktivität als exponentiell angenommen (in der ersten Zeit verhält es sich eigentlich nicht so), während sich die Abnahme der Radiumaktivität nach Kurve IV in Fig. 2 ergiebt.[1]) Die dritte Spalte ergiebt die beobachteten Werte für entsprechende Zeiten, und die letzte Spalte die Differenzen zwischen den berechneten und beobachteten Werten. Die erste Tabelle giebt die in Kurve I Fig. 2 und die zweite die in Kurve III eingetragenen Versuche wieder.

Angenommen: Kurve I.

bei 1 Stunde { Radiumaktivität = 17,0; Thoriumaktivität = 1,6 }

bei 4 Stunden { Radiumaktivität = 0,244; Thoriumaktivität = 1,324 }

t (Stunden)	Berechnet	Beobachtet	Differenz
1,0	18,6	18,6	0,00
1,5	11,1	10,8	+0,30
2,0	6,48	6,20	+0,28
2,5	3,81	3,69	+0,12
3,0	2,51	2,45	+0,06
3,5	1,89	1,84	+0,05
4,0	1,57	1,57	0,00

Angenommen: Kurve II.

bei 1 Stunde { Radiumaktivität = 8,77; Thoriumaktivität = 1,23 }

bei 4 Stunden { Radiumaktivität = 0,12; Thoriumaktivität = 1,02 }

t (Stunden)	Berechnet	Beobachtet	Differenz
1,0	10,00	10,00	0,00
1,5	6,11	5,59	+0,16
2,0	3,73	3,33	+0,20
2,5	2,33	2,30	+0,03
3,0	1,67	1,67	0,00
3,5	1,32	1,22	0,00
4,0	1,14	1,14	0,00

1) Bis zu 2,5 Stunden ergiebt diese Kurve IV, sowie auch andere ähnliche von mir angestellte Versuche, von der von Curie und Danne (Comptes rendus **186**, 365, 1903) angegebenen Formel etwas verschiedene Resultate; diese Formel lautet:

$$I = I_0 \left[a e^{-\frac{t}{\theta_1}} - (a-1) e^{-\frac{t}{\theta_2}} \right].$$

wo $a = 4,20$, $\theta_1 = 2420$ Sekunden, $\theta_2 = 1860$ Sekunden ist. Bei dieser Formel ist die anfängliche Schwierigkeit von Radium herrührende und schnell abfallende Aktivität nicht mit berücksichtigt. In dem schliesslichen exponentiellen Teile stehen meine Ergebnisse mit denen von Curie und Danne in enger Übereinstimmung. Der von ihnen erhaltene Halbzeitwert beträgt 27,9 Minuten, während der sich aus verschiedenen von meinen eigenen Versuchen ergebende Wert 27,7 Minuten ist.

Wenn auch diese Unterschiede nicht gross sind, so ist doch offenbar ein bestimmter Gang vorhanden, der darauf hindeutet, dass zwischen ein und zwei Stunden die Luftaktivität etwas schneller abnimmt als eine Kombination der von Radium und Thorium herrührenden induzierten Aktivitäten, während zwischen zwei und vier Stunden die Abnahme langsamer ist. Dies kann nicht an dem Fehler liegen, den man bei der Annahme begeht, dass die Thoriumaktivität mit ihrer Endgeschwindigkeit abnimmt; Rutherford hat gezeigt, dass nach kurzer Exposition, die durch Thorium induzierte Aktivität zunächst zunimmt, so dass eine Korrektion in dieser Richtung falsch wäre. Eine andere eventuelle Erklärung der Abweichung wäre die, dass dieselbe an einem Fehler in der Bestimmung der Radiumkurve läge; eine Wiederholung der Bestimmung zeigt jedoch keinen Zuwachs der Geschwindigkeit zwischen 1 und 2 Stunden an. Wenn wir daher diese Differenzen nicht auf die Rechnung zufälliger Fehler setzen (was in Anbetracht ihres anscheinend systematischen Verhaltens unwahrscheinlich erscheint), so würden sie auf die Anwesenheit einer kleinen Menge einer Form induzierter Radioaktivität hinzuweisen scheinen, welche schneller abnimmt, als die Abnahmegeschwindigkeit der Radiumaktivität zwischen 1 und 2 Stunden beträgt.[1]) Die vorliegenden Versuche sind nicht genau genug, um mehr als eine gewisse Wahrscheinlichkeit hierfür darzuthun; ich habe jedoch die Hoffnung, dass es möglich sein dürfte, in dieser Richtung vermittels sorgfältiger und besonders zu dem Zwecke angestellter Versuche noch weiter zu gehen. Die einzige andere induzierte Radioaktivität, die ausser der des Radiums und Thoriums noch bekannt ist, ist die von Aktinium herrührende. Nach einer neuerlichen Bestimmung durch Debierne ist deren Abnahme exponentiell[2]); sie erreicht den Halbwert in 40 Minuten. Diese Geschwindigkeit ist daher zu klein, als dass sie die Abweichung erklären könnte; wenn aber eine Substanz von schneller abnehmender Aktivität vorhanden ist, so ist das Vorhandensein einer kleinen Menge durch Aktinium erregter Aktivität nicht ausgeschlossen, da zwischen den beiden eine teilweise Kompensierung stattfinden konnte.

Es ist recht auffällig, dass, wenn auch die Aktivität des Luftdrahtes sicherlich auf Rechnung einer Anzahl verschiedener Aktivitätsformen kommt, die mit verschiedener Geschwindigkeit abnehmen, doch der resultierende Effekt zwischen 0,5 und 2 Stunden so annähernd exponentiell ist, wie dies die geraden Linien in Fig. 2 angeben. Es ist eine weitere Übereinstimmung, dass in diesem Teil der Kurve die Geschwindigkeit den von Debierne für die von Aktinium herrührende induzierte Aktivität gefundenen Werte so nahe kommt. Der Halbzeitwert während dieses Zeitintervalles ist für Kurve I 38 Minuten und für Kurve III 41 Minuten. Wenn die Beobachtungen nicht weiter getrieben würden, so würde die Folgerung auf der Hand liegen, dass die Erscheinung auf Rechnung der Aktiniumemanation in der Luft zu setzen ist. Aber das bekannte Vorhandensein der Thoriumaktivität widerspricht der Annahme, dass ein beträchtlicher Teil des Effektes von Aktinium herrührt. Folgende Tabellen werden dies beweisen; sie gleichen den beiden vorher gegebenen; nur dass in der Spalte der berechneten Werte angenommen worden ist, dass an Stelle von Radium- und Thoriumaktivität Aktinium- und Thoriumaktivität vorhanden ist.

Angenommen: Kurve I.

bei 1 Stunde { Aktiniumaktivität = 17,6; Thoriumaktivität = 0,96 }

bei 4 Stunden { Aktiniumaktivität = 0,78; Thoriumaktivität = 0,79 }

t (Stunden)	Berechnet	Beobachtet	Differenz
1,0	18,6	18,6	0,00
1,5	11,4	10,8	+0,60
2,0	7,11	6,20	+0,91
2,5	4,56	3,69	+0,87
3,0	3,04	2,45	+0,59
3,5	2,12	1,84	+0,28
4,0	1,57	1,57	0,00

Angenommen: Kurve III.

bei 1 Stunde { Aktiniumaktivität = 9,11; Thoriumaktivität = 0,89 }

bei 4 Stunden { Aktiniumaktivität = 0,40; Thoriumaktivität = 0,74 }

t (Stunden)	Berechnet	Beobachtet	Differenz
1,0	10,00	10,00	0,00
1,5	6,27	5,95	+0,32
2,0	4,05	3,53	+0,52
2,5	2,72	2,30	+0,42
3,0	1,92	1,67	+0,25
3,5	1,43	1,32	+0,11
4,0	1,14	1,14	0,00

Die Differenzen sind weit grösser als bei der Annahme des Vorhandenseins von Radium und Thorium und liegen ganz ausserhalb etwaiger Versuchsfehler; um selbst diese mangelhafte Übereinstimmung zu erzielen, muss man noch eine kleinere Menge Thoriumaktivität annehmen, als die beobachtete, zu späteren Zeiten als nach 4 Stunden zulässig ist. Auch von vornherein erscheint es unwahrscheinlich, dass ein grosser Teil der Wirkung auf Rechnung von Aktinium kommen sollte; die Radiumemanation ist bekanntlich im Erdboden vorhanden und nimmt so langsam ab (Halbwert in 4 Tagen), dass für eine weitgehende Diffusion der Emanation durch

1) Nicht notwendigerweise schneller als die schliessliche Geschwindigkeit der Radiumaktivität (Halbwert in 28 Minuten).

2) Debierne, Comptes rendus 5. Febr. 1904, S. 411.

die Atmosphäre reichlich Zeit vorhanden ist; die Aktiniumemanation nimmt andererseits mit grosser Geschwindigkeit ab (Halbwert in 4 Sekunden [1])), und wenn dieselbe nicht im Erdboden in verhältnismässig ungeheuren Mengen vorhanden ist, und nicht fern von der Oberfläche liegt, so können ihre Wirkungen in freier Luft nicht über die der Radiumemanation das Übergewicht erhalten. Es ist kein Grund zur Annahme vorhanden, dass dem so wäre; jeder Ersatz von Radium durch Aktinium in den berechneten Werten zieht eine grössere Abweichung von den beobachteten Werten nach sich. Aber wie früher bemerkt, wenn es sich herausstellen sollte, dass eine kleine Menge schneller verschwindender Aktivität wirklich vorhanden ist (wie man einigen Grund zu vermuten hat), so ist es nicht unmöglich, dass sich auch einige Aktiniumaktivität vorfinden sollte. Herr A. M. Dadurean, dem ich freundliche Unterstützung bei manchen der vorliegenden Versuche verdanke, ist augenblicklich mit einem Versuch beschäftigt, die Anwesenheit oder Nichtanwesenheit einer solchen Aktivität endgültig festzustellen.

Man wird bemerken, dass der allgemeine Abfall von Kurve III weniger schnell ist als der von Kurve I, und dass eine beträchtlich grössere Menge der Thoriumaktivität vorhanden zu sein scheint. Dies dürfte sich meines Erachtens nach den bekannten Eigenschaften der Radium- und Thoriumemanationen erklären lassen. Die in I eingetragenen Versuche wurden angestellt, während der Erdboden hartgefroren war und zwar (abgesehen von gelegentlichem oberflächlichem Auftauen) mehrere Monate lang sich in diesem Zustande befunden hatte; III ist das Ergebnis einer einen Monat später angestellten Exposition, als der Frost vom Boden vollständig verschwunden war. Die Abnahme der Thoriumemanation (Halbwert in einer Minute) ist so schnell im Vergleich zu der der Radiumemanation, dass jede Verzögerung in ihrem Freiwerden vom Erdboden das Verhältnis, in dem sie in der Luft vorhanden ist, beträchtlich verkleinern würde. Nach der herrschenden Theorie der Radioaktivität, die wir J. J. Thomson und Rutherford verdanken, erzeugt der Zerfall der gasförmigen Emanation eine feste Substanz, auf deren Rechnung die induzierte Radioaktivität kommt, und die wir nach Rutherford Emanation X nennen können. Die Teilchen der Emanation X, die das Gas hervorbringt, bevor dasselbe den Erdboden verlässt (und zwar die beider Arten), würden die obere Luft niemals erreichen, da sie nicht so wie die Moleküle eines Gases diffundieren, sondern sich im Erdboden absetzen würden; andererseits würden die nach dem Entweichen des Gases hervorgerufenen sich, da sie so klein sind, sehr langsam absetzen, und dürften von den Luftströmen über beträchtliche Entfernungen hin fortgetragen werden. Die Annahme, dass die kleineren Mengen der Thoriumaktivität an dem Zugefrorensein des Erdbodens liegt, wird von zwei anderen Versuchen (die jedoch unvollständig sind und daher im einzelnen nicht angegeben werden sollen) bestätigt, von denen der eine bei gefrorenem und der andere bei nichtgefrorenem Boden angestellt wurde; im letzteren Falle war die Abnahme beträchtlich langsamer und wies auf eine grössere Menge Thoriumaktivität hin. Die in III beobachtete kleinere Gesamtaktivität könnte als eine Widerlegung obiger Erklärung angesehen werden; ich meine jedoch, dass dieselbe an einer anderen Ursache lag. Es war nämlich an dem Tage, an dem der Versuch angestellt wurde, in der Luft ein sehr beträchtlicher Dunst vorhanden, und es herrschte wenig Wind; der andere Versuchstag hingegen war ausnahmsweise klar und an ihm blies eine kräftige Brise. Der Wind würde einen grösseren Teil der Teilchen der Emanation X in das elektrische Feld des Drahtes einbringen, und der Umstand, dass dieselben nicht mit Wassertropfen (oder jedenfalls nur mit sehr kleinen) geladen waren, würde dieselben zu einer Bewegung mit grösserer Geschwindigkeit längs der Kraftlinien veranlassen; daher würde dann eine grössere Anzahl vom Drahte aufgefangen werden, selbst dann, wenn die Anzahl in einem Kubikcentimeter Luft in Wirklichkeit kleiner sein würde. Die einzige Exposition eines Drahtes, die ich an einem klaren windigen Tage vorgenommen habe, seitdem der Erdboden aufgetaut ist, betrug 12 Stunden, so dass das Ergebnis sich mit der 3 stündlichen Exposition nicht unmittelbar vergleichen lässt; ausserdem wurde nicht die gesamte Aktivität, sondern nur der nach 10 Stunden übrig bleibende Thoriumeffekt beobachtet. Wenn wir diesen auf seinen 4 Stunden nach Schluss der Exposition beobachteten Wert reduzieren, den Längenunterschied der Drähte in Betracht ziehen und annehmen, dass die Beziehung zwischen der Thoriumaktivität und der Expositionszeit

$$I_t = I\left(1 - e^{-\lambda t}\right)$$

beträgt, so giebt der erzielte Wert an, dass ungefähr 75 Proz. mehr von der Thoriumaktivität sich auf Drähten von gleicher Länge in derselben Zeit an dem klaren Tage würde abgesetzt haben, als der Boden nicht zugefroren war, als dies an dem klaren Tage bei zugefrorenem Boden der Fall war.

Eine ähnliche Erklärung lässt sich für den Umstand geben, dass die Radioaktivität von Regen und Schnee, die Herr D. T. R. Wilson

1) Debierne, l. c.

entdeckt hat, mit anderer Geschwindigkeit als die des negativ geladenen Drahtes abnimmt. Wilson findet, dass erstere in ungefähr 30 Minuten auf den halben Wert sinkt[1]), und dies kommt der schliesslichen Geschwindigkeit der von Radium induzierten Aktivität sehr nahe. Wenn wir annehmen, dass ein Teil der Tropfen der Regenwolken sich an den positiv geladenen Partikeln der in der Luft vorhandenen Radiumemanation X kondensiert, so würde die Zeit, welche die Tropfen zum Fallen und die das Wasser zum Sammeln und Verdunsten braucht, eine Beobachtung des anfänglichen nicht exponentiellen Verschwindens dieser Aktivität verhindern; es würde schliesslich nur das regelmässig verschwindende Endprodukt übrig bleiben. Die Abwesenheit eines beträchtlichen Betrages Thoriumaktivität lässt sich mit dem schnellen Abfall der Thoriumemanation erklären; freilich können die Partikel der Thoriumemanation X, die in der Nähe des Erdbodens vorhanden sind, manchmal von dem Winde zu beträchtlichen Höhen getrieben werden, aber das Verhältnis der Radiumaktivität muss beim Aufwärtsgehen ständig zunehmen, da wir bei der Radiumaktivität nicht nur die von der Nähe des Erdbodens in die Höhe geblasenen Teilchen, sondern auch die von der Radiumemanation an Ort und Stelle erzeugten Teilchen haben. Das langsame Verschwinden dieser Emanation erlaubt eine Diffusion zu weit grösseren Höhen, als dies bei der Thoriumemanation der Fall ist. Es ist zu erwarten, dass ein negativ geladener mehrere Hundert Fuss über dem Erdboden aufgehängter Draht eine kleinere Thoriummenge zeigen würde, als ein Draht, den man in der Nähe der Erdoberfläche exponiert.

Ich habe mich auch nach Beweisen für die Anwesenheit von Thorium- und Aktinium-Emanation im Boden umgesehen, ohne jedoch bisher endgültige Ergebnisse zu erzielen. Es ist natürlich zu diesem Zwecke unnötig, die Luft vom Erdboden aufzusaugen und in ein Elektroskop oder einen Kondensator einzubringen, wie bei der Untersuchung nach Radiumemanation, und zwar wegen des schnellen Verschwindens der Thorium- und Aktiniumemanation. Ein galvanisiertes Blechrohr von 15 cm Durchmesser und 2 m Länge mit offenem Boden wurde in den Erdboden versenkt und ein negativ geladener Draht darin aufgehängt. Die Oberseite wurde geschlossen und ein leichter Luftstrom durch den Cylinder hindurchgesaugt (so dass er vom Erdboden aus in den offenen Boden eintrat); hierzu diente eine Filterpumpe. Der Draht nahm keine genügende Radioaktivität an, dass man ihren Abfall länger als zwei Stunden lang hätte beobachten können, und selbst während dieser Zeit war die im Cylinder hervorgerufene Ionisierung zu klein zum Anstellen von genauen Beobachtungen. Die Geschwindigkeit schien etwas kleiner zu sein als bei der von Radium induzierten Aktivität; doch verdient das Ergebnis kein grosses Vertrauen. Es ist wahrscheinlich, dass eine grössere Höhlung im Erdboden besser definierte Ergebnisse liefern würde; doch war ich bisher nicht imstande, dies zu untersuchen.

1) Proc. Cambr. Phil. Soc. 12, 17, 1902.

Schlussfolgerungen.

1. Die Radioaktivität, welche ein in freier Luft exponierter negativ geladener Draht annimmt, ist (wenigstens wenn der Versuch unter denselben Bedingungen wie in Newhaven ausgeführt wird) hauptsächlich, wenn nicht gänzlich, auf Rechnung der induzierten Aktivität von Radium und Thorium zu setzen. Bei einer 3stündigen Exposition kommen 3—5 Proz. des gesamten Anfangseffektes auf Rechnung der Thoriumaktivität; das Verhältnis hängt offenbar von der grösseren oder geringeren Leichtigkeit ab, mit der die Emanationen aus dem Erdboden entweichen. Bei einer 12stündigen Exposition beträgt die Thoriumaktivität manchmal 15 Proz. des Gesamtwertes, und bei einem langen Drahte lässt sich ihre Abnahme mehrere Tage lang verfolgen. Es sieht so aus, als ob eine kleine Menge einer schneller vergehenden Aktivität ausserdem noch vorhanden wäre, doch reichen die Versuche nicht zur endgültigen Feststellung dieser Thatsache aus.

2. Die Radioaktivität von Regen und Schnee liegt wahrscheinlich an der durch Radium induzierten Aktivität; das Nichtvorhandensein des Thoriumeffektes liesse sich durch den Umstand erklären, dass die schnelle Abnahme der Thoriumemanation dieselbe daran verhindert, in nennenswerten Mengen die Höhe zu erreichen, in der sich Regentropfen bilden.

Sheffieldsches wissenschaftliches Institut der Yale-Universität, April 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 24. Mai 1904.)

Über die Ionisation verschiedener Gase und Dämpfe durch Poloniumstrahlen.

Von Cäcilia Böhm-Wendt.

J. J. Thomson spricht in seinem Werke „Conduction of electricity through Gases“ bei der Ionisation verschiedener Gase[1]) auch über die Versuche von Rutherford und Mc. Clung[2]),

1) Thomson, S. 281, Ionisation in different gases.
2) Rutherford and Mc. Clung, Phil. Trans. A. cxcvi, S. 25, 1902.

die zu dem Behufe gemacht wurden, die Grösse der Ionisation (durch Uraniumoxyd) in verschiedenen Gasen bei vollkommener Absorption zu berechnen. Thomson sagt an dieser Stelle: „Es wäre sehr wünschenswert, dass Experimente dieser Art, wie sie Rutherford und Mc. Clung machten, mit möglichst vielen Arten von Strahlen angestellt würden.“

Ich habe nun analoge Messungen mit Polonium (Radiotellur) vorgenommen und zwar diente mir zu meinen Versuchen ein Wismut-Stäbchen, auf welchem nach Marckwalds Verfahren circa $^1/_{10}$ mg Radiotellur niedergeschlagen war. Die Versuchsanordnung war hierbei folgende:

Das Poloniumstäbchen befand sich in einem Metallgefässe, das auf bekannte Spannungen geladen war, und wurde über ein Galvanometer zur Erde abgeleitet. Die schematische Darstellung gibt Figur 1.

Ich nahm getrennte Messungen des Stromes vor:

a) bei kleineren Spannungen, und zwar 200 bis 300 Volt; hierbei wurde dann der Sättigungsstrom S nach der Formel extrapoliert

$$\frac{i}{E} = A\sqrt{S - i};$$

b) bei hohen Spannungen, die durch Anwendung einer Influenzmaschine, verbunden mit einer Leydner Flasche, erreicht wurden. Bei hohen Spannungen konnte der Sättigungsstrom direkt gemessen werden; teilweise berechnete ich ihn gleichfalls durch Extrapolation.

Im Falle a benutzte ich zweierlei Metallgefässe: einen kleineren Cylinder (Durchmesser 1,6 cm), in welchem die Strahlung nur teilweise absorbiert wurde und einen grösseren (Durchmesser 10 cm), in dem die Absorption wohl nahezu als vollkommen angesehen werden konnte. Die Resultate im kleineren Gefässe giebt Tabelle 1.

Tabelle 1.

Gas	Dichte	i_1*)	i_2	S_1 Einzelmessung.	S_1 Mittel	S_1 in % von S_2***)
Luft	1,00	1	1,4	4,26		
„	—	0,9	1,2	2,4	(3,09)	(7,2)
„	—	0,8	1,1	2,6		
Leuchtgas	0,48	3,9	4,1	4,29	4,29	10,9
Kohlendioxyd	1,52	7,5	7,7	7,9		
„	—	7,5	7,9	8,3	8,09	18,8
„	—	7,5	7,8	8,08		
Toluol**)	1,06	5,8	5,9	6	6	14,6
Chloroform	1,66	7	7,2	7,38	7,28	16,9
„	—	7,1	7,1	7,19		
Benzol	1,17	6,5	6,9	7,3	7,15	16,5
„	—	6,4	12,1	7		
Äther	1,90	11,5	12	12,7	12,6	28
„	—	11,4	9	12,5		
Schwefelkohlenstoff	1,64	8,8	9,1	9,4	9,28	21,2
Schwefelkohlenstoff	—	8,8	9	9,17		

*) i_1 und i_2 sind in mm gemessen bei den Spannungen 200, resp. 300 Volt, und zwar ist für das benützte Galvanometer 1 mm gleich $3,1 \times 10^{-10}$ Ampère.

**) Unter der Gasdichte ist für Toluol und die folgenden Substanzen die Dichte der Mischung aus der betreffenden Substanz mit Luft zu verstehen.

***) S_2 folgt in Tabelle 2.

Aus diesen Resultaten geht hervor, dass der Sättigungsstrom von der Gasdichte abhängig ist. Der Wert S_1 für Luft kann hier nicht als zuverlässig angesehen werden, weil die Werte für i_1 und i_2 zu klein waren, um Beobachtungsfehler auszuschliessen.

Die Messungen im grösseren Gefässe ergaben zunächst bei niederen Spannungen folgende Resultate:

Tabelle 2.

Gas	i_1	i_2	S_2	
Luft	31	35,8	42,7	
Leuchtgas	34,4	36,9	39,5	
Kohlendioxyd	25,3	31,3	43,1	
Schwefelkohlenstoff	25	31	43,8	
Benzol	29,9	35,3	43,3	
Toluol	30,2	34,7	41	
Chloroform	21,5	27,5	43	
Äther*)	16	21,9	50	
Äther	13,6	19	50	Mittel 45
Äther	13	17,5	35	

*) Auf Äther werde ich noch später zurückkommen.

Wie man aus Tabelle 2 ersieht, zeigen sich hier nur geringe Unterschiede in den Werten von S_2 bei den verschiedenen Gasen und Dämpfen. Die Werte für den Sättigungsstrom bei hohen Spannungen zeigt

Tabelle 3.

Gas	E in Volt	i	S (extrapoliert)	S*) Mittel
Luft	2000—1500	34		
—	2000 - 1100	34		34
—	1100—700	33		
Leuchtgas	2000—1500	35,8		
—	2000—1000	35,2		
—	1500—700	35		35,5
—	1000—700	34		
Kohlendioxyd	2000—1500	33		34
—	1400—1000	32	34	
Äther	1500	29	31	
—	1000	27		
—	800	25	36	33,5
—	600	21,5		

*) Es zeigen sich jetzt kleinere Werte für S, weil das Polonium-Stäbchen schon weniger aktiv geworden ist, höchstwahrscheinlich durch das öftere Abwischen der an ihm kondensierten Dämpfe.

Alle die gefundenen Werte für den Sättigungsstrom bestätigen somit die Annahme Rutherfords und Thomsons, dass die Ionisation in verschiedenen Gasen unabhängig von der Gasart ist und dass alle Gase, wenn die ganze Strahlung absorbiert wird, den gleichen Wert des Sättigungsstromes geben.

Anmerkung.

Äther allein zeigte während der Untersuchungen ein ungewöhnliches Verhalten. Bei niederen Spannungen trat bei einer Reihe nacheinander gemachter Beobachtungen eine auffallende fortwährende Abnahme der Werte für i ein, bis letztere nach einiger Zeit endlich konstant blieben. Wenn man etwas frischen Äther in das Gefäss brachte, zeigte sich neuerdings eine Abnahme der Grössen i. Ausserdem erschienen für Spannungen zwischen 100 bis 200 Volt oft solche Werte, dass die aus ihnen extrapolierte Grösse S negativ, eventuell unendlich wird. Bei hohen Spannungen ergaben sich nur geringe Abnahmen von i und die Werte für S bleiben unterhalb des Wertes, der für S zu erwarten war. Die folgenden Tabellen bringen die Ergebnisse für Äther.

Tabelle 4.

t in Minuten	$E = 100$ V. i_1	$E = 200$ V. i_2
0	7	14
4	6,9	13,8
8	6,6	13,3
12	6,3	13,2
16	6,2	13,1
16—32	6,1	12,9

Tabelle 5.

t in Minuten	$E_1 = 100$ i_1	$E_2 = 200$ i_2	S
0	—	18,5	
6	—	17,5	
7¾	—	17	
8¼	9,8	—	39
8½	—	17	
10½	—	16	
12½	—	15	
13½	8,5	—	34,6
14	—	15	
17	—	15	60
18	8,0	—	

Die Spannung, welche nötig ist, um S zu erzielen, steigt demnach. Das ungewöhnliche Verhalten des Äthers lässt sich vielleicht dadurch erklären, dass man annimmt, die anfangs gebildeten Ionen wirken als Kondensationskerne und nehmen durch längere Zeit an Masse zu, so dass sie weniger beweglich werden und diese kleinere Beweglichkeit scheint sich eben durch eine Abnahme der Stromstärke geltend zu machen.

Wien, II. physikal. Institut der Universität, Juni 1904.

(Eingegangen 14. Juni 1904.)

Über ein aus Rohpetroleum gewonnenes radioaktives Gas.

Von E. F. Burton.

Im Verlaufe ihrer Untersuchungen über die Radioaktivität der Atmosphäre haben Elster und Geitel[1]) gezeigt, dass der Erdboden und die die Oberflächenschichten der Erde darstellenden Felsmassen die Quelle einer Emanation oder eines Gases sind, welches allmählich in die Luft entweicht und daselbst Eigenschaften zeigt, welche denen der radioaktiven Emanationen des Thoriums und Radiums ähneln. In einer gemeinschaftlichen Arbeit von Prof. Mc. Lennan und mir[2]) über die Leitfähigkeit von in Behältern aus verschiedenen Metallen eingeschlossener Luft sind Beobachtungen angeführt, aus denen hervorgeht, dass Metalle in geringem Masse die Quelle einer ähnlichen Emanation sind. Dies Ergebnis ist unterdessen von Strutt[3]) bestätigt worden, welcher festgestellt hat, dass Luft, die man durch eine auf eine Temperatur gerade unterhalb der Rotglut erhitzte Glasröhre hindurchbläst, welche Kupferspäne enthält, eine drei- bis viermal grössere Leitfähigkeit annimmt, als der normale Wert beträgt. Strutt[3]) hat auch dargethan, dass man eine hochgradig radioaktive Emanation erhalten kann, wenn man Luft durch Quecksilber hindurchgehen lässt, welches bis auf ungefähr 300° erhitzt ist. Neuerdings hat dann Prof. J. J. Thomson[4]) das Vorhandensein eines radioaktiven Gases im Cambridger Leitungswasser und ebenso auch in dem Wasser einer Anzahl Quellen in verschiedenen Teilen Englands festgestellt. Ähnliche Ergebnisse sind von Himstedt[5]) in Freiburg und von Lord Blythswood und H. S. Allen[6]) mit den Bathschen Mineralwässern erzielt worden. Noch später hat Adams[7]) eine sorgfältige Untersuchung des radioaktiven Gases im Cambridger Leitungswasser ausgeführt, und seine Ergebnisse sind, ebenso wie die von Strutt über die Emanation des Quecksilbers, dazu angethan, den Beweis zu führen, dass die Akti-

1) Diese Zeitschr. 3, 574, 1902; Denkschr. d. Kommission für luftelektr. Forschungen (München 1903).
2) Phil. Mag. Serie 5, Juni 1903, S. 699.
3) Phil Mag. Serie 6, Juli 1903, S. 113.
4) Proc. Camb. Phil. Soc. (12), 3, 172, 1903.
5) Berichte der Naturf.-Ges. von Freiburg i. B. 13, 101 1903.
6) Nature, Jan. 14, 1904, S. 247.
7) Phil. Mag. Serie 6, Nov. 1903, S. 563.

vität in allen diesen Fällen von der Anwesenheit einer Substanz herrührt, welche der Radiumemanation sehr ähnlich, wenn nicht gar mit ihr identisch ist.

In folgender Arbeit werden Versuche an einem hochgradig radioaktiven Gase beschrieben, welches ich aus Rohpetroleum gewonnen habe, und welches sowohl in Bezug auf die Geschwindigkeit, mit der seine Aktivität abnimmt, als auch in Bezug auf die Natur der von ihm hervorgerufenen Radioaktivität den von den ebenerwähnten Forschern untersuchten Emanationen sehr stark ähnelt.

Der Apparat. Das bei den Versuchen benutzte Petroleum wurde aus einer Herrn A. C. Edward in Petrolia, Ontario, gehörenden Quelle bezogen; ich bin genanntem Herrn aufrichtigen Dank für die vielen Ölproben schuldig, welche er mir im Laufe der Untersuchungen zur Verfügung gestellt hat. Das Petroleum aus diesem Orte wird direkt von dem in einer Tiefe von 465 Fuss unterhalb der Oberfläche liegenden Kalk entnommen. Möglicherweise entsteht dasselbe in diesen Felsgebilden; jedoch sind Gründe vorhanden, anzunehmen, dass das Öl seine Quelle in einer tieferen Schicht hat, und zwar sehr wahrscheinlich in der darunter liegenden Trentonformation. Das zu untersuchende Petroleum befand sich in einer grossen 3 Literflasche D (Fig. 1), welche in einem Wasserbade stand. Diese Flasche stand mit einer Wasserflasche E in Verbindung, welche teilweise mit konzentrierter Schwefelsäure angefüllt war, und ferner mit einer zweiten Flasche F, welche in Eis eingebettet war und dazu diente, alle Dämpfe, die von dem erwärmten Öle ausgesandt wurden, zum Kondensieren zu bringen. Die Röhre S war mit Phosphorpentoxyd gefüllt, und die Röhre H dicht mit Glaswolle verpackt. Das Gefäss A bestand aus dünnem galvanisiertem Eisen und war 62 cm lang und 25 cm im Durchmesser; es war mit einer Sucherelektrode C versehen, welche an einem mit einer Schutzröhre B versehenen Ebonitstift befestigt war. Der Stab C war mit dem einen Quadrantenpaare eines Quadrantelektrometers nach Dolezalek verbunden, dessen Empfindlichkeit derartig war, dass eine Potentialdifferenz von 1 Volt zwischen den Quadranten eine Ablenkung von 1100 mm auf einer in 1 m Entfernung befindlichen Skala ergab. Während der ganzen Dauer der Versuche wurde der Cylinder A vermittels einer Batterie kleiner Akkumulatoren auf einem Potential von 168 Volt erhalten und die Leitfähigkeit des darin befindlichen Gases durch Messung des Sättigungsstromes nach der Sucherelektrode bestimmt. Dieser Sättigungsstrom betrug, wenn der Cylinder A mit gewöhnlicher trockener Luft angefüllt war, ungefähr 16,5 Teilstriche der Skala pro Minute. Nachdem das Waser im Heizbade bis auf den Siedepunkt erwärmt worden war, liess man 15 Minuten lang Luft durch das Öl hindurchperlen und mit Hilfe einer Wasserpumpe in den Cylinder eintreten. Der Cylinder wurde hierauf von der Röhre H abgetrennt und hermetisch zugeschmolzen, worauf von Zeit zu Zeit Messungen über die Leitfähigkeit des darin enthaltenen Gases angestellt wurden. Die Dichte dieses Gases wurde in jedem einzelnen Falle bestimmt; sie betrug etwa 1,05, wenn man Luft als Einheit annimmt.

Eine radioaktive Emanation. Sobald die Luft, welche durch das Öl hindurchpassiert war, in den Cylinder eingeführt worden war, stellte man fest, dass dieselbe eine anfängliche Leitfähigkeit besass, welche weit grösser als die normaler Luft war. Ihre Leitfähigkeit nahm ständig zu, und zwar setzte sich diese Zunahme, nachdem der Cylinder verschlossen worden war, ungefähr 3 Stunden lang fort; hierauf erreichte sie einen Maximalwert und nahm dann wieder langsam in fast geometrischer Progression mit der Zeit ab. Frische Luft, welche durch verschiedene Petroleumproben unter genau gleichen Bedingungen in den Cylinder eingetreten war, besass, wie man feststellen konnte, verschiedene Anfangswerte der Leitfähigkeit; aber in jedem Falle nahm die Leitfähigkeit der eingeschlossenen Luft in ungefähr 3 Stunden kontinuierlich bis auf ein Maximum zu, welches 40 Proz. höher war als der Anfangswert. Hierauf nahm sie nach einem Exponentialgesetz ab und fiel stets in ungefähr 3,125 Tagen auf ungefähr die Hälfte des Wertes. Eine typische Beobachtungsreihe über die Leitfähigkeit von Luft, welche durch eine der Ölproben hindurchpassiert war, ist in Tabelle I angegeben, wobei die Zeit von dem Augenblick an gerechnet worden ist, in dem der Cylinder geschlossen wurde.

Tabelle I.

Zeit		Stromstärke Willkürliche Skala	Zeit		Stromstärke Willkürliche Skala
Stund.	Min.		Stund.	Min.	
—	10	92	27		92
—	30	95,6	41	30	83,5
1	4	103	50		77,8
1	35	111,7	67		71
2	8	116,5	73	30	67,7
2	43	119,7	95		60,3
9	30	111,6	116	30	55,5
20	—	101	128		50,8
23		95,7	138	30	48,6

Diese Ergebnisse sind in Fig. 2 graphisch dargestellt; die Ordinaten der Kurve stellen die Leitfähigkeit des Gases und die Abszissen die Zeiten in Stunden dar.

Wie bei Prof. Thomsons Versuchen mit Cambridger Leitungswasser und wie bei den

Fig. 1.

Struttschen Quecksilberversuchen führen alle beobachteten Erscheinungen zu der Schlussfolgerung hin, dass Luft beim Durchgange durch Petroleum sich mit einem radioaktiven Gase oder Emanation vermischt. Der erste Teil der Kurve, welcher zu dem Maximum hinaufführt, entspricht genau dem der Kurve, welche von Rutherford[1]) für die Radiumemanation gegeben worden ist, und das gleiche ist mit der Kurve der Fall, welche Strutt für das radioaktive Gas angiebt, das er beim Durchtreiben von Luft durch Quecksilber erhalten hat; er lässt sich daher auch in derselben Weise erklären. Der Wert der Leitfähigkeit unmittelbar nach dem Zuschmelzen des Cylinders giebt ein Mass für die Ionisierung, die von der Emanation selbst herrührt. Nach der Zerfallstheorie erzeugt, wie dies Rutherford angiebt, die Emanation jedoch durch ihren Zerfall fortdauernd die Materie, welche die induzierte Radioaktivität hervorruft und das durch letzteres Material noch hinzukommende Ionisierungsvermögen neutralisiert eine Zeitlang mehr als vollständig die Abnahme, welche von dem Zerfall der Emanation herrührt. Auf diese Weise nimmt die Leitfähigkeit von der Luft, welche mit dieser Emanation kurz vorher geladen worden ist, allmählich bis auf einen Maximalzustand zu, welcher dann erreicht ist, wenn der Verlust an Ionisierungskraft infolge des Zerfallens der Emanation gerade durch den Gewinn ausgeglichen wird, welcher der bei diesem Zerfall hervorgerufenen induzierten Radioaktivität zuzuschreiben ist.

Von dieser Zeit an giebt die angegebene Veränderungsgeschwindigkeit die Zerfallsgeschwindigkeit der Emanation an. Das Gesetz, welchem die Zerfallsgeschwindigkeit der Radiumemanation folgt, lässt sich durch die Gleichung ausdrücken

$$J_t = J_0 e^{-\lambda t},$$

wobei J_0 der Wert der Leitfähigkeit zu irgendeinem gegebenen Zeitpunkte, J_t derselbe Wert nach Verlauf von t Sekunden, e die Basis der natürlichen Logarithmen und λ eine Konstante ist. Durch Benutzung dieser Gleichung liessen sich die Werte von $1/\lambda$ für eine Anzahl der oben gegebenen Ablesungspaare bestimmen, und die Ergebnisse sind in Spalte I von Tabelle II zusammengefasst. Diese Werte von $1/\lambda$, welche einen Mittelwert von 557000 ergeben, zeigen eine auffällige Zunahme mit der Zeit und weisen daher darauf hin, dass die Zerfallsgeschwindigkeit geringer ist, als dem obenangegebenen Gesetze entsprechen würde. Diese Abweichung vom Zerfallsgesetze liegt wahrscheinlich an einer geringen Spur einer radioaktiven Substanz im Gase, welche beständiger ist als die Emanation, und von der weiterhin die Rede sein wird.

Tabelle II.

Spalte I — Burton			Spalte II — Strutt			Spalte III — Adams		
Zeit in Stunden	Stromstärke: Willkürlicher Massstab	$\frac{1}{\lambda}$	Zeit in Stunden	Stromstärke: Willkürlicher Massstab	$\frac{1}{\lambda}$	Zeit in Stunden	Stromstärke: Willkürlicher Massstab	$\frac{1}{\lambda}$
0	119,7		0	140		0	188	
		360000			379000			366000
17	101		18	118		16,7	160	
		414000			389000			401000
47	77,8		42	94,5		40,4	129	
		669000			472000			495000
64	71		66	78,7		64,8	108	
		617000			504000			381000
92	60,3		90	66,3		88,9	86	
		726000			371000			372000
135,6	48,6		140,5	40,6		138,6	53	
								573000
						160,8	46	
$\frac{1}{\lambda} = 557000$			$\frac{1}{\lambda} = 423000$			$\frac{1}{\lambda} = 425000$		
Halber Wert in 3,125 Tagen			Halber Wert in 3,18 Tagen			Halber Wert in 3 Tagen		

1) Phil Mag. Serie 5, April 1903, S. 445.

In Spalte 2 von Tabelle II ist eine Reihe der Struttschen Ablesungen für die Ionisierung gegeben, welche von dem radioaktiven Gase in Quecksilber herrührt, während Spalte 3 die von Adams mit der aktiven Emanation des Cambridger Leitungswassers erzielten Werte enthält. Die berechneten Werte von $1/\lambda$ sind in beiden Fällen angegeben, zeigen jedoch nicht den an den Zahlen in Spalte 1 zu bemerkenden Zuwachs. Die Mittelwerte der drei Reihen von Werten von $1/\lambda$, die in Tabelle 2 angeführt sind, sind zusammen mit den Mittelwerten derselben Konstante, die von Frau Curie[1]) und von Rutherford[2]) für den Zerfall der Radiumemanation erzielt worden sind, sowie auch mit dem nach den Himstedtschen Ergebnissen für das radioaktive Gas im Wasser berechneten Mittelwerte in Tabelle III zusammengestellt.

Forscher	Emanationsquelle	Wert von $\frac{1}{\lambda}$
Mme. Curie	Radium	497,000
Rutherford	Radium	463,000
Strutt	Quecksilber	423,000
Adams	Leitungswasser	425,000
Himstedt	Wasser	491,000
Burton	Petroleum	557,000

Die einzelnen Werte zeigen eine sehr nahe Übereinstimmung und führen zu dem Schlusse, dass die aktiven Gase von Petroleum, Quellwasser und Quecksilber sehr wahrscheinlich mit der Radiumemanation identisch sind.

Fig. 2.

Bei seinen Versuchen mit Cambridger Leitungswasser fand Prof. J. J. Thomson, dass, wenn das Wasser einmal gut ausgekocht worden war, das bei darauffolgendem Wiederaufkochen ausgetriebene Gas nicht merklich radioaktiv war. Bei vorliegender Untersuchung wurde Luft durch eine ausgesuchte Ölprobe hindurch an drei aufeinanderfolgenden Tagen und dann wieder am dritten Tage in den Cylinder gesaugt und die erste Messung ungefähr 24 Stunden, nachdem das Petroleum aus der Quelle ausgepumpt worden war, vorgenommen. Jedesmal, wenn das Öl benutzt worden war, wurde das Bad auf die Siedetemperatur gebracht, und liess man 15 Minuten lang Luft hindurchperlen; hierauf wurden die Beobachtungen über die Leitfähigkeit der Luft in dem Cylinder begonnen und in Zwischenräumen ungefähr 20 Stunden lang fortgesetzt.

Die in Tabelle 4 wiedergegebenen und durch die Kurven in Fig. 3 veranschaulichten Ergebnisse zeigen, dass die Aktivität, welche frische Luft beim Durchsaugen durch das Öl annimmt, von Tag zu Tag allmählich abnahm. Die den einzelnen Versuchen entsprechenden Kurven zeigen dasselbe Verhalten wie in Fig. 2. In jedem Falle nahm die Leitfähigkeit bis auf ein Maximum in ungefähr 3 Stunden zu und hierauf allmählich ab. Die Maximalströme bei den vier Versuchen betragen bezw. das 13,9-, 5,6-, 3,2- und 1,9fache der Leitfähigkeit gewöhnlicher Luft, woraus hervorgeht, dass das Öl am Ende einer Woche immer noch in beträchtlichem Masse die Fähigkeit besass, der durchgesaugten Luft Radioaktivität zu verleihen. Die Versuche, welche ich mit einer Ölprobe anstellte, die bei Vorversuchen benutzt und in einem festverkorkten Glasgefäss mehr als einen Monat beiseite gestellt worden war, ergaben Werte, welche mit denen in Kurve 4, Fig. 3,

Fig. 3.

1) Thèse, prés. à la Faculté des Sciences de Paris, 1903.
2) Phil. Mag. Serie 5, April 1903, S. 445.

Tabelle IV.

Kurve I			Kurve II			Kurve III			Kurve IV		
Zeit		Strom: Willkürliche Einheiten	Zeit		Strom: Willkürl. Einheiten	Zeit		Strom: Willkürl. Einheiten	Zeit		Strom: Willkürl. Einheiten
Stdn.	Min.		Stdn.	Min.		Stdn.	Min.		Stdn.	Min.	
	10	158,7		30	80		40	49		35	29,8
	30	174,2	1		83,4	3	10	53		55	30,3
1	5	196,7	1	30	87,2	13		43	3		31,6
1	30	203,7	3	40	92,6	24		41,5	22		25,2
1	50	214,2	5		92						
2	30	222,5	15		84,3						
3	30	226									
4		224,2									
8	15	211,1									
22		176									

dargestellten fast identisch sind; die in diesem Falle verliehene Maximalleitfähigkeit belief sich auf das 1,6-fache der von gewöhnlicher Luft. Nach diesen Ergebnissen möchte es scheinen, als ob in Rohpetroleum eine aktive Substanz vorhanden wäre, welche andauernder als die Radiumemanation und vielleicht nichts anderes als eine winzige Menge von Radium selbst ist. In diesem Falle dürfte die durch das Öl hindurchgesaugte Luft möglicherweise in den Cylinder eine kleine Spur dieser Substanz mitführen. Ein solches Verhalten würde die Abweichung vom Zerfallgesetz $J_t = J_0 e^{-\lambda t}$ erklären, welche die zunehmenden Werte von $1/\lambda$ in Spalte 1 von Tabelle II zeigen.

Induzierte Radioaktivität. Jedesmal, wenn das die Emanation enthaltende Gas aus dem Cylinder herausgeblasen wurde, fand man, dass die Leitfähigkeit der gewöhnlichen Luft, die man aus dem Zimmer hineinliess, noch immer sehr bedeutend war. Wiederholte Versuche zeigten, dass die anfängliche Leitfähigkeit dieser frischen Luft ungefähr 35 Proz. derjenigen des verdrängten Gases betrug; in jedem Falle fiel diese jedoch schnell ab, und nach ungefähr 2 Stunden erreichte die Leitfähigkeit den Normalwert 16,5. Beim Austreiben der Emanation wurde ein Luftstrom 5 Minuten lang vermittels einer kleinen Fusspumpe fortdauernd durch den Cylinder geblasen, und hierauf wurde der Behälter wieder zugeschmolzen.

Sodann wurden in kurzen Zwischenräumen Leitfähigkeitsmessungen ausgeführt und in Tabelle V sind die Ergebnisse eines dieser Versuche angegeben, wobei die Zeit vom Verschliessen des Cylinders an gerechnet worden ist. In diesem besonderen Falle wurde der Cylinder, während er noch mit der die Emanation enthaltenden Luft angefüllt war, 22 Stunden lang auf einem negativen Potential von 168 Volt erhalten, und während dieser Zeit nahm die Leitfähigkeit von ihrem Anfangswerte 158,7 bis auf einen Maximalwert 226 zu und fiel hierauf, bevor das Austreiben vorgenommen wurde, bis auf 176,3.

Zeit in Minuten	Strom: Willkürliche Einheit
5	73,8
15	58,2
25	50,6
35	47,2
46	41
56	35,6
65	35,4
75	32
91	26
200	16,7

Die in Fig. 4 gegebene Kurve, bei der die Ordinaten die Stromstärken und die Abszissen

Fig. 4.

die Zeiten darstellen, veranschaulicht die Ergebnisse aus dieser Tabelle. Aus dieser Kurve ist zu ersehen, dass die Leitfähigkeit mit der Zeit in geometrischer Progression abnimmt und in ungefähr 35 Minuten auf die Hälfte des Wertes sinkt. Diese Erscheinung ist genau analog zu derjenigen, welche andere Beobachter beim Arbeiten mit den radioaktiven Emanationen von Thorium und Radium wahrgenommen haben

und welche mit der Annahme erklärt worden ist, dass diese Emanationen nur eine vorübergehende Existenz besitzen und allmählich in eine neue Substanz sich umwandeln, welche eine bestimmte Zerfallsgeschwindigkeit besitzt und die Ursache der sogenannten induzierten oder erregten Radioaktivität darstellt. Bei dieser Anschauungsweise ist es klar, dass nach obigen Beobachtungen die aktive Emanation von Petroleum auch die Substanz hervorbringt, auf deren Rechnung die induzierte Radioaktivität kommt und dass die Anwesenheit dieser Substanz im Cylinder die Ursache der hohen Leitfähigkeit der frischen Luft darstellt, welche an die Stelle der ausgeblasenen tritt.

Ein Versuch, welcher ähnliche Ergebnisse geliefert hat, wurde unter denselben Bedingungen, wie eben beschrieben, ausgeführt, nur dass der Cylinder 22 Stunden lang auf einem positiven Potential von 168 Volt erhalten wurde, bevor die Emanation ausgetrieben wurde. Hieraus würde sich ergeben, dass die Substanz, auf deren Rechnung die induzierte Radioaktivität kommt, in beiden Fällen, in denen die Luft ausgetrieben wurde, im Cylinder zurückblieb, und da bekanntlich negativ geladene Leiter bei Anwesenheit von radioaktiven Emanationen stärker aktiv werden als positiv geladene, so ist es sehr wahrscheinlich, dass bei dem ersten Versuche die induzierte Radioaktivität an den Wänden des Behälters niedergeschlagen wurde, während sie sich im zweiten Falle an der Elektrode C konzentrierte.

Eine Bestätigung dieser Schlussfolgerung wurde dadurch erzielt, dass ich einen Leiter bei negativer Elektrisierung und dann bei positiver der Petroleumemanation aussetzte. Die Sucherelektrode C wurde von dem Cylinder A abgenommen und in einem grossen Glasrohr aufgehängt, durch welches man Luft hindurchsaugte, die Radiumemanation enthielt. Sie wurde eine halbe Stunde lang mit dem negativen Pol einer Elektrisiermaschine in Verbindung gehalten, welche ein Potential von ungefähr 10000 Volt lieferte, und als sie wieder in das Reservoir eingesetzt wurde, erhöhte sie die Leitfähigkeit der Luft auf etwa das Dreifache ihres Normalwertes. Die Leitfähigkeit sank in diesem Falle auf den halben Wert in derselben Zeit wie vorher. Wenn die Sucherelektrode bei positiver Elektrisierung von 10000 Volt während derselben Zeit in dem die Emanation enthaltenden Luftstrom aufgehängt wurde, nahm sie keine nennenswerte Radioaktivität an.

Es ist von Frau Curie, Herrn Rutherford und anderen dargetan worden, dass die von der Radiumemanation induzierte Radioaktivität in ungefähr 30 Minuten auf etwa die Hälfte ihres Wertes sinkt, und Adams hat festgestellt, dass die durch das Gas des Cambridger Leitungswassers induzierte Radioaktivität in ungefähr 35 Minuten auf den halben Wert fällt. Diese Werte sind so gut wie die in vorliegender Untersuchung bestimmten und bestätigen die bereits gezogene Schlussfolgerung, dass das aktive Gas von Rohpetroleum sehr wahrscheinlich mit der Radiumemanation identisch ist.

Schlussfolgerungen. Wenn wir die in vorliegender Arbeit angeführten Ergebnisse zusammenfassen wollen, so erhalten wir folgendes:

1. Frisches Rohpetroleum enthält, wie der Versuch lehrt, ein stark radioaktives Gas, welches seiner Zerfallsgeschwindigkeit nach und auch, was die Zerfallsgeschwindigkeit der durch dasselbe hervorgerufenen induzierten Radioaktivität anbelangt, der Emanation von Radium, sowie den von einzelnen Forschern aus Quecksilber und aus gewissen frisch aus der Erde entnommenen Wässern gewonnenen Emanationen ähnelt.

2. Dieses radioaktive Gas zerfällt annähernd nach einem Potentialgesetz und sinkt in 3,125 Tagen auf die Hälfte des Wertes.

3. Es erzeugt eine induzierte Radioaktivität, deren Zerfallsgeschwindigkeit derartig ist, dass sie in ungefähr 35 Minuten auf den halben Wert sinkt.

4. Es sieht so aus, als ob in Rohpetroleum kleine Spuren von einer radioaktiven Substanz enthalten wären, welche beständiger als Radiumemanation ist.

In einer während der Elster und Geitelschen Versuche[1]) veröffentlichten Arbeit wird auf eine kürzliche Untersuchung Himstedts über die Radioaktivität des Petroleums Bezug genommen, bis heute habe ich jedoch diese Mitteilung noch nicht erhalten, so dass ein Vergleich der Ergebnisse unmöglich ist.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Professor J. C. Mc. Lennan für seine Anregung zu vorliegender Untersuchung, sowie für seine jederzeit freundlichst gewährte wertvolle Unterstützung durch Rat und Tat meinen Dank aussprechen. Auch meiner Dankbarkeit Herrn L. Gilchrist und Herrn S. Dushman gegenüber für freundliche Mitwirkung bei einem Teile der Beobachtungen möchte ich hier Ausdruck geben.

Physikalisches Laboratorium der Universität Toronto, 30. März 1904.

1) Archives des Sciences Phys. et Nat. (4) 17, 5—22, 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 28. Mai 1904.)

Eine neue Radiation oder eine neue Emanation.

(Zweite Mitteilung.)

Von J. J. Taudin Chabot.

Die von der selenfreien Rückseite der Schieferplatte, über welche nur die Drahtwindungen[1]) hinweggehen, erzielte Bildwirkung — vgl. die Figur mit der rautenförmigen Silhouette zur ersten Mitteilung[2]), — veranlasste mich zu untersuchen, ob der die Selenzelle passierende schwache Gleichstrom — 110 Mikroampère — an sich den Effekt verursachen könne: zu dem Zwecke einem mit der Zelle in Serie geschalteten Platindraht während 198 Stunden exponierte Bromsilbergelatineschichte zeigten jedoch nicht die mindeste Bildspur.

Bei der geringen elektrischen Lichtfähigkeit des Selens musste nahezu die volle Klemmenspannung der Stromquelle — 6 Volt — noch an den parallel gewickelten beiden Drähten, zwischen welchen das Selen eingebettet ist, bestehen, demnach weiter sich fragen liess, ob etwa am negativen der beiden Drähte die Konzentration irgendeiner Emanation stattfinde, welche während der relativ langen Expositionsdauer ihrerseits — sekundär sodann — die Bromsilbergelatine affiziere. Zur Prüfung der Frage vorgenommene Versuche in verschiedenen Zusammenstellungen antworteten aber verneinend.

Eine Ionisierung der atmosphärischen Luft durch die stromführende Selenzelle findet, nach brieflicher Mitteilung von Herrn Professor Geitel, nicht statt, weder wenn die Zelle verdunkelt ist, noch wenn sie im Hellen lagert.

Ging die Affizierung der Bromsilbergelatine vielleicht einher mit elektrolytischen Prozessen an der stromführenden Zelle, indem das Selenpräparat einige Eigenschaften eines Leiters zweiter Klasse besässe? Hierüber Aufschluss zu erhalten, versuchte ich zunächst den Nachweis eines Polarisationsstromes von demselben, wenn unbelichtet, als es zuvor an 6 Volt gelegt war: das Spiegelgalvanometer zeigte eine schnell zurückgehende Ablenkung von fast 1 Skalenteil nach der einen, — bei vorangehender umgekehrter Ladung nach der anderen Seite, Verlängerung der Ladezeit um Intervalle von 5 zu 5 Minuten brachte hierin keine Veränderung, während ein vorüberstreichender Luftstrom von der Temperatur der Umgebung den Abfall des beobachteten Ausschlags am Galvanometer beschleunigte, bezw. einen Ausschlag überhaupt kaum mehr zustande kommen liess. So schien der Entladungsstrom nicht elektrolytischer, sondern thermoelektrischer Natur zu sein: an den Übergangsstellen zwischen dem Selen und dem Platin oder Platiniridium entwickelt sich, je nach der Richtung des Ladestromes abwechselnd, Peltiersche positive und negative Wärme; bis diese Intensitätsdifferenzen sich ausgeglichen, resultiert ein thermoelektrischer Strom.

Als alleiniges positives Ergebnis stellte sich heraus, dass bei sehr langer Exposition — bis 1008 Stunden — die Plakette schon der nicht stromführenden Selenzelle die Bromsilbergelatine, sei es schwach, zu affizieren vermochte: an der selentragenden Seite zeichneten sich wiederum Silhouetten zwischengelegter Abschnitte schwarzen Papiers, sowie den Drahtwindungen entsprechende Querstreifen auf die empfindliche Schicht; ein Effekt an der selenfreien Rückseite ohne Strom ist, sollte er bestehen, jedenfalls so wenig intensiv, dass Expositionen bis 1008 Stunden den Nachweis nicht sicher zu erbringen gestatten. Eine gleichlange der empfindlichen Schicht aufgelegte anderweitige Schieferplatte affizierte die Bromsilbergelatine nicht.

Alles zusammengefasst ergiebt sich folgendes:

Das verwendete Selenpräparat besitzt in geringem Grade diejenige Radioaktivität, welche sich durch Affizieren einer Bromsilbergelatineschicht bekundet, und in erheblich stärkerem Masse, wenn ein elektrischer Strom dasselbe passiert; die Wirkung wird durch Papier sehr merklich aufgehalten.

Sollten wir hier eine reziproke Äusserung der Lichtempfindlichkeit des Selens als Leiter vor uns haben, eine Emission, so liesse sich diese in Parallele stellen zur Absorption des Selens, welche, wenn $\lambda = 0,7\ \mu$[1]), seine elektrische Leitfähigkeit maximal beeinflusst.

Rotterdam, 23. Mai 1904.

1) Aus Platin oder Platin-Iridium.

2) Diese Zeitschr. **5**, 103, 1904. Text zur Figur vgl. diese Zeitschr. **5**, 168, 1904.

1) Pfund, Phil. Mag. [6] **7**, 26, 1904.

(Eingegangen 24. Mai 1904.)

Über ein die Linien- und Bandenspektren, sowie die Erscheinungen der Radioaktivität veranschaulichendes dynamisches System.[1])

Von H. Nagaoka.

Seit der Entdeckung der Regelmässigkeit der Spektrallinien ist die Kinetik eines materiellen Systems, welches Spektralschwingungen hervorruft (wie diese durch die Formeln von Balmer, Kayser und Runge oder Rydberg ausgedrückt ist) von verschiedenen Physikern zum Gegenstand ihrer Erörterungen gemacht worden. Anstatt ein System zu suchen, dessen Schwing-

1) Referat nach Report of Tokyo Physico-Mathematical Society, Dezember 1903.

ungsform sich mit den bei Spektrallinien beobachteten in völlige Übereinstimmung bringen liesse, möchte ich ein einfaches System erörtern, dessen kleine Schwingungen qualitativ mit den regelmässig in den Linien- und Bandenspektren verschiedener Elemente beobachteten übereinstimmen, und durch das sich der Einfluss eines Magnetfeldes auf die beiden Arten von Spektren leicht erklären lässt.

Das System besteht aus einer Anzahl Teilchen von gleicher Masse, welche in einem Kreise in gleichen Winkelintervallen angebracht sind und einander mit Kräften abstossen, welche umgekehrt zum Quadrat ihrer Entfernung proportional sind; im Mittelpunkt des Kreises bringe man ein Teilchen von grosser Masse an, welches den Ring nach demselben Kraftgesetz anzieht. Wenn die sich abstossenden Teilchen in ungefähr gleicher Geschwindigkeit um das Attraktionscentrum rotieren, so wird das System im allgemeinen für kleine Störungen stabil bleiben, vorausgesetzt, dass die Anziehungskraft gross genug ist. Die Stabilität lässt sich leicht beweisen, wenn man die von Jacobi[1]) angegebene Methode befolgt. Das System weicht von dem von Maxwell[2]) betrachteten Saturnianischen System insofern ab, als es an Stelle von sich anziehenden Satelliten Teilchen besitzt, die sich abstossen. Der gegenwärtige Fall lässt sich offenbar verwirklichen, wenn wir diese Satelliten durch negative Elektronen und das anziehende Centrum durch ein positiv geladenes Teilchen ersetzen, sofern man der magnetischen Kraft nicht Rechnung trägt. Die Untersuchungen über Kathodenstrahlen und Radioaktivität haben gezeigt, dass sich ein solches System als ein ideales Atom denken lässt. Man darf jedoch nicht annehmen, dass das System elektrisch neutral ist, wie dies auf den ersten Blick erscheinen mag, und zwar sind hierfür folgende Gründe massgebend[3]):

Neuere Untersuchungen zeigen, dass ein chemisches Atom mit Elektronen verbunden ist, welche in dem leichtesten Element sich auf mehrere Hunderte belaufen, während ihre Anzahl in schweren Atomen hunderttausend erreichen kann. Ausserdem haben wir Grund, anzunehmen, dass diese Elektronen trotz ihrer grossen Anzahl nicht gedrängt angeordnet sind. Bei der Erörterung eines hypothetischen Atoms können wir mit Vorteil annehmen, dass die mittlere positive Ladung ein neutrales System mit allen negativen Elektronen bildet, dass aber nur ein kleiner Bruchteil derselben sich in dem Ringe befindet, dessen Schwingung den Gegenstand der Untersuchung bildet. Der übrige Teil der negativen Elektronen kann isolierte Bahnen beschreiben oder auch andere regelmässige Systeme bilden. Die Richtigkeit dieser Hypothese wird dadurch erwiesen, dass die Spektrallinien der meisten Elemente nicht durchweg ein regelmässiges Gesetz befolgen, dass vielmehr eine grosse Anzahl charakteristischer Linien sich ihrer Lage nach nicht durch eine einfache Formel ausdrücken lassen. Die komplexe Struktur der Spektrallinien dürfte eine einfache Erklärung durch die von verstreuten Elektronen herrührenden Störungen finden. Diese Betrachtungen deuten darauf hin, dass die centrale Ladung im Vergleich zu der des Ringes gross sein muss, wenn man dem wirklichen Zustande eines Atomes nahekommen will. Wir wollen in Zukunft unsere Aufmerksamkeit auf die Bewegung des Ringes und das Centralteilchen beschränken und die übrigen Elektronen ausserhalb des Bereiches unserer Untersuchungen lassen.

Die kleine Schwingung des Ringes ruft Verschiebungen hervor, welche senkrecht zu der Ringebene stehen und auch Kondensationen und Verdünnungen in der Anordnung der Ringteilchen hervorrufen. Wenn die Zahl der Ringteilchen v beträgt und m die Masse eines jeden Teilchens (mit der Ladung e) ist, so ist die Abstossung zwischen zwei Teilchen

(1) und (2) $= \frac{e^2}{r^2_{12}}$, wo r_{12} die Entfernung zwischen beiden ist, während die Anziehung zwischen der Centralmasse (mit der Ladung E) und einem Teilchen $= -\frac{eE}{r^2}$ ist. Wir wollen den Radius des unverrückten Ringes mit a bezeichnen; die Lage der Teilchen (1) und (2), welche im Mittelpunkt einen Winkel 2θ umspannen, möge durch die Koordinaten r, φ, z zur Zeit t gegeben sein durch

$$\begin{array}{ll} r_1 = a(1+\varrho_1) & r_2 = a(1+\varrho_2) \\ \varphi_1 = s+\omega t+\sigma_1 & \varphi_2 = s+\omega t+\sigma_2+2\theta \\ z_1 = a\zeta_1 & z_2 = a\zeta_2 . \end{array}$$

Die radialen und Winkelverrückungen sind bez. durch ϱ und σ gegeben, die Transversalverschiebung durch σ und die durchschnittliche Winkelgeschwindigkeit um den Mittelpunkt durch ω; s giebt den Polarwinkel des Teilchens (1) bei $t=0$ an. Der Ausdruck für den reziproken Wert von r_{12}, welcher in dem Ausdruck für das Potential V vorkommt, ist gegeben durch

$$\frac{1}{r_{12}} = \frac{1}{2a\sin\theta}\left\{1 - \frac{\varrho_1+\varrho_2+\varrho_1\varrho_2}{2} + \frac{3}{8}(\varrho_1+\varrho_2)^2 - \frac{(\varrho_2-\varrho_1)^2}{8\sin^2\theta} - \frac{(\zeta_2-\zeta_1)^2}{8\sin^2\theta}\right\} \times \left\{1 - \frac{\sigma_2-\sigma_1}{2}\cot\theta + \frac{(\sigma_2-\sigma_1)^2}{8} + \frac{(\sigma_2-\sigma_1)^2}{4}\cot^2\theta\right\}.$$

1) Jacobi, Vorlesungen über Dynamik, Werke, Supplementband S. 29.

2) Maxwell, Collected Papers, I, S. 288.

3) Herr G. A. Achott hat in Nature, 10. März 1904, bemerkt, dass das von mir betrachtete System labil wäre. Dies beruht offenbar auf der vorgefassten Meinung, dass das System elektrisch neutral sein muss, während dies aller Wahrscheinlichkeit nach nicht der Fall ist.

Wenn wir annehmen, dass die Verrückungen periodisch und durch

$$\varrho_1 = A\cos(nt+\alpha) \qquad \varrho_2 = A\cos(nt+2h\Theta+\alpha)$$
$$\sigma_1 = B\sin(nt+\alpha) \qquad \sigma_2 = B\sin(nt+2h\Theta+\alpha)$$
$$\zeta_1 = C\cos(n't+\gamma) \qquad \zeta_2 = C\cos(n't+2h\Theta+\gamma)$$

gegeben sind, wo $h = 1, 2, 3, 4, \ldots\ldots\ldots$, und wenn wir setzen

$$L = \Sigma\left(\frac{1}{2}\frac{\sin^2 h\Theta\cos^2\Theta}{\sin^3\Theta} - \frac{\cos^2 h\Theta}{\sin\Theta}\right)$$
$$M = \Sigma\frac{\sin^2 h\Theta\cos\Theta}{4\sin^2\Theta}$$
$$N = \Sigma\left(\frac{\sin^2 h\Theta\cos^2\Theta}{\sin^3\Theta} + \frac{1}{2}\frac{\sin^2 h\Theta}{\sin\Theta}\right)$$
$$J = \Sigma\frac{\sin^2 h\Theta}{2\sin^3\Theta}$$
$$K = \Sigma\frac{1}{2\sin\Theta}$$

wo die Summierung sich auf die verschiedenen Werte von Θ erstreckt (gegeben durch $\Theta = \frac{x\pi}{v}$, wo x eine ganze Zahl ist, die kleiner ist als $\frac{v}{2}$); wir finden durch Anwendung der Laggrangeschen Bewegungsgleichungen

$$\frac{d^2\varrho}{dt^2} - \omega^2 - \omega^2\varrho - 2\omega\frac{d\sigma}{dt} = -\frac{eE}{ma^3} + \frac{2eE}{ma^3}\varrho - \frac{e^2}{2ma^3}\{K + (LA - MB)\cos u\}$$

$$\frac{d^2\sigma}{dt^2} + 2\omega\frac{d\varrho}{dt} = -\frac{e^2}{2ma^3}(MA + NB)\sin u$$

$$\frac{d^2\zeta}{dt^2} = -\frac{eE\zeta}{ma^3} + \frac{e^2}{2ma^3}J\cos u'$$

wo

$$u = nt + \alpha, \qquad u' = n't + \gamma.$$

Bandenspektrum. Wenn wir der Kürze wegen $S = \frac{eE}{ma^3}$, $\mu = \frac{e^2}{2ma^3}$ schreiben, so giebt die letzte dieser Gleichungen die Frequenz der Transversalschwingung

$$n' = \sqrt{S - \mu J}.$$

an. Wenn wir J als Potenzreihe von h^2 ausdrücken, so ist

$$n' = \omega'_0 - a_j h^2 + b_j h^4 - + \ldots\ldots \qquad (h = 1, 2, 3, \ldots\ldots)$$

Wenn wir die Frequenzlinien als Funktion von h eintragen, so finden wir die Anhäufung von Linien, wenn der Wert von h klein und wenn er gross ist. Im allgemeinen ist der Koeffizient $a_j > 0$, so dass für zunehmende Werte von h die Frequenz abnimmt und der Zwischenraum zwischen den Linien breiter wird. Die Linienverteilung ähnelt der eines Bandenspektrums, wenn man von Violett nach dem Rot geht. Wenn man den Konvergenzpunkt der Linien für grosse Werte von h als Anfangspunkt nimmt, so ist es am einfachsten, die Linien von diesem Punkte an zu zählen, von dem ich annehme, dass er $h = h_0$ entspricht. Wenn man dann setzt:

$$h = h_0 - h'$$

und sich erinnert, dass für $h = h_0$, $\frac{dn'}{dh} = 0$, so ist

$$n' = \omega' + a'h'^2 + b'h'^3 + e'h'^4 + \ldots\ldots$$
$$(h' = 0, 1, 2, 3, \ldots\ldots)$$

wo das die erste Potenz von h' enthaltende Glied vollständig fehlt. Die Linienverteilung ähnelt einem Bandenspektrum, bei dem die Linienzwischenräume von Rot nach Violett allmählich breiter würden. Obige Gleichung ist nämlich eine Erweiterung der Deslandresschen Formel; dieselbe Frequenzgleichung wurde von Kayser und Runge[1]) für die Cyanogenbande mit dem Ergebnis angewandt, dass die Differenz zwischen Berechnung und Beobachtung bei den ersten 150 Linien im allgemeinen kleiner war als $\pm 0{,}03 \times 10^{-10}$ Meter, was offenbar innerhalb der Beobachtungsfehler liegt. Obige beiden Gleichungen zeigen, dass die Kanten entweder im Bereiche hoher oder niedriger Frequenz liegen können. Wenn wir annehmen, dass

$$e = 3{,}4 \times 10^{-10}\,gr^{\frac{1}{2}}\,cm^{\frac{3}{2}}\,sec^{-1}, \qquad \frac{e}{m} = 2 \times 10^7,$$
$$E = 15000\,e,$$

so ergiebt $n = \sqrt{S}$ annähernd die der Wellenlänge $1\,\mu$ entsprechende Frequenz; dann finden wir den Durchmesser des Ringes zu ungefähr 6×10^{-10} cm, was annähernd ein Zehntel der Wirkungssphäre der Gasmoleküle ist.

Linienspektrum. Die ersten beiden Bewegungsgleichungen ergeben die Frequenz n für die Verrückung in der Ringebene nach der Gleichung

$$n^4 - \{3\omega^2 - 2s + \mu(L+N)\}n^2 - \mu N(\omega^2 + 2s - \mu L) + \mu^2 M^2 = 0.$$
$$\omega^2 = S - \mu K.$$

Wenn wir bedenken, dass L, N, M^2 durchgängig in Potenzreihen von der Form

$$a_0 + a_1 h^2 + a_2 h^4 + \ldots\ldots$$

ausdrückbar sind, so finden wir nach erfolgter Reduktion für die wirklichen Werte von n

$$+n = \frac{\omega}{\sqrt{a + bh^2 + ch^4 + \ldots}}$$

wo a fast gleich der Einheit ist, während $b < 0$. Die Frequenz nimmt mit zunehmendem h gleichfalls zu, und die Natur der Reihe zeigt, dass die diesen Schwingungen entsprechenden Spektrallinien sich mit grösser werdendem h all-

1) Kayser und Runge, Abhandlungen der Berliner Akad. d. Wiss., 1889, Formel Ia.

mählich anhäufen. Das qualitative Zusammenfallen des obigen Ergebnisses mit einem Linienspektrum ist sofort einleuchtend, vorausgesetzt, dass h nicht klein ist.

Die Frequenz für das Linienspektrum vorliegenden Systems wird annähernd gegeben durch

$$n^2 = \omega^2 + \mu(L + 4N + 2K).$$

Für ziemlich grosse Werte von h ist annähernd $2L = N = 2J$, während R klein ist, so dass wir angenähert finden

$$n^2 = \omega^2 + q\mu J$$

während beim Bandenspektrum

$$n'^2 = \omega^2 - \mu J.$$

ist.

Daher sind die aufeinander folgenden Frequenzdifferenzen bei derselben Serie beim Linienspektrum ungefähr 9mal grösser als beim Bandenspektrum, wenn h denselben Wert behält. Das Naheaneinanderliegen der Linien im Bandenspektrum wird durch Beobachtung gut bestätigt.

Zeeman-Effekt im Linien- und Bandenspektrum.

Wenn wir annehmen, dass die beweglichen Teilchen negative Elektronen sind, so muss die senkrechte Komponente H des Magnetfeldes eine Radialkraft von angenähert

$$e H a \frac{d\varphi}{dt} = e H a \omega$$

hervorrufen, die auf das Elektron einwirkt. Die Bewegungsgleichung wird daher durch Einführung des neuen Gliedes $e H a \omega$ modifiziert, und daher ist

$$\omega^2 = S - \mu K + \frac{e H \omega}{m}.$$

Die Wellen um den Ring herum bewegen sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten

$$\omega_1 = \sqrt{S - \mu K} + \frac{eH}{2m}$$

$$\omega_2 = -\sqrt{S - \mu K} + \frac{eH}{2m}$$

Alle Spektrallinien, die zu derselben Serie gehören, erscheinen darauf im Magnetfeld als Doubletts und sind in entgegengesetzter Richtung cirkular polarisiert.

Die Komponente H des Magnetfeldes, die zur Ringebene parallel ist, ruft eine mechanische Kraft $e H \cos\varphi\, a \frac{d\varphi}{dt}$ hervor, die auf das Elektron einwirkt. Diese Kraft ist jedoch oszillierend und ihr Durchschnittswert ist Null; sie kann daher keinen wesentlichen Effekt auf die Periode der Transversalschwingung hervorrufen, welche wir mit dem Bandenspektrum identifizieren. Das Nichtvorhandensein eines Zeeman-Effektes in der Bande wird durch verschiedene Versuche mit Sicherheit bestätigt.

Radioaktivität. Die übrigen beiden Wurzeln der biquadratischen Gleichung für n sind annähernd gegeben durch

$$n^2 = -3\mu N + \frac{\mu^2 \{4N(L + 2K + 3N) + M^2\}}{\omega^2}$$

Das Hauptglied beträgt $-3\mu N$. Die Verrückung lässt sich daher in der Form ausdrücken

$$\varrho = (A e^{n_i t} + A' e^{-n_i t}) \cos u_0$$

$$\sigma = (B e^{n_i t} + B' e^{-n_i t}) \sin u_0.$$

wo n_i für $\sqrt{3\mu N}$ steht.

Die Bewegung des Ringes ist nicht oszillierend, aber im Laufe der Zeit, wenn das Verrücken fortdauernd ist, nimmt sie eine solche Amplitude an, dass der Ring zusammenfällt. In diesem Falle fliegen die Partikel mit ungeheuren Geschwindigkeiten fort und nimmt die mittlere Partikel infolge des Gesetzes der Erhaltung des Massenmittelpunktes an derselben Bewegung teil. Wenn man annimmt, dass die Teilchen Elektronen sind, so zerstreuen sich die negativen Elektronen mit grosser Geschwindigkeit in verschiedenen Richtungen, und auch das positive Elektron im Mittelpunkte fliegt dann fort. Hier sind wir zu einer mechanischen Analogie gekommen, welche die Hervorrufung von α- und β-Strahlen durch den Zerfall eines idealen Atomes erklärt.

Im allgemeinen nimmt N mit der Partikelanzahl zu; wenn h klein ist, so ist N annähernd proportional zu $h^2\nu^2$, und infolgedessen ist die Verrückung des Ringes mit ν Partikeln nach einer Zeit t gegeben durch

$$\varrho = A\varepsilon^{K\nu t} \cos u_0 \qquad \sigma = A\varepsilon^{K\nu t} \sin u_0.$$

woraus hervorgeht, dass, je massiver der Ring ist, um so grösser die zu $e^{K\nu t}$ proportionale Verrückung sein wird. Es ist wahrscheinlicher, dass bei Elementen mit hohem Atomgewicht massive Ringe vorhanden sind, und wenn hohes Atomgewicht mit einfachen Spektrallinien Hand in Hand geht, so bedarf es keiner weiteren Erörterung, dass ν in den Ringen grösser sein muss, als bei Elementen mit komplexen Spektralserien. In diesem Falle setzt die Instabilität des Ringes sofort ein und endigt mit dem Austreiben von Partikeln. So lassen sich wahrscheinlich die hervorragenden radioaktiven Eigenschaften des Radiums erklären, welches trotz seines hohen Atomgewichtes nur eine gewisse Anzahl charakteristischer Spektrallinien besitzt.

Schlussbemerkung. Wenn die Spektren der Elemente auf Rechnung der Bewegung von Elektronen kommen, die sich, wie oben erwähnt, in kreisförmigen Bahnen drehen, so be-

stehen verschiedene Elektronenringe dort, wo verschiedene Spektrenserien vorhanden sind, wie dies bei den meisten Elementen der Fall ist. Der gegenseitige Einfluss der Ringe ruft Störungen hervor, welche den Furchenbildungen bei Spektrallinien entsprechen, da die Schwingungsamplitude zweier benachbarter Ringe auf die Periode einen leichten Einfluss ausübt. Wenn man die Teilchen als Elektronen ansieht, so lassen sich photoelektrische Wirkungen, Ionisierung von Flammen, Widerstandsveränderung von Halbleitern bei Exponierung im Licht, das Kohärer-Problem, die Fluoreszenz- und Phosphoreszenz-Erscheinungen und manche verwandte Dinge wahrscheinlich durch eine Diskussion der Resonanz und der erzwungenen Schwingungen erklären, deren das System fähig ist.

Schliesslich darf nicht vergessen werden, dass von den mannigfaltigen möglichen Struktursystemen zur Veranschaulichung der Spektrallinien und der Radioaktivitätserscheinungen das hier vorgetragene vielleicht das am leichtesten denkbare ist, wenn auch die wirkliche Anordnung in einem chemischen Atom Komplexitäten zeigen mag, welche weit ausserhalb des Bereiches einer mathematischen Behandlung liegen.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 24. Mai 1904.)

Über die thermodynamische Herleitung der physikalisch-chemischen Gleichgewichts-Bedingungen.

Von K. v. Wesendonk.

Verf. hat vor einigen Jahren auf gewisse Mängel in der Übereinstimmung der Anschauungen namhafter Forscher über den zweiten Wärmesatz hingewiesen[1]), und, wie hier ausdrücklich bemerkt sei, im Anschluss daran die Einwendungen gegen denselben zu entkräften gesucht. Diese Differenzen scheinen zur Zeit noch immer wenigstens zum Teil fortzubestehen. So werden in dem neuen vortrefflichen Werke des Herrn Voigt, abweichend von der Darstellung anderer Autoren wie des Herrn Planck[2]), die thermodynamischen Gleichgewichtsbedingungen nur hypothetisch nach Analogie mit der Mechanik aufgestellt.[3]) Hierbei tritt aber, wie Verf. scheint, die Unbestimmtheit des Begriffes der innneren Energie recht störend entgegen. In der Mechanik hat man nur mit der Umwandlung von Energie der Lage in kinetische Massenenergie und vice versa zu thun. In der sog. inneren Energie dagegen steckt eventuell ein zur Zeit nicht näher bestimmbarer Betrag an kinetischer Molekular- resp. Atomenergie etc. Die Versuche, die betr. Grösse in genau definierte Teile zu zerlegen, einen rein aus Energie der Lage bestehende innere Arbeit (innere potentielle Energie) etc. zu bestimmen, sind hypothesenfrei wohl nicht geglückt. Verf. scheint es daher auch nicht genügend streng begründet, die Gleichheit von $\delta E = \delta A + \delta \Omega$[1]), wo E die sog. innere Energie (die Energie des ruhenden Körpers) bedeutet, δA die äussere Arbeit, $\delta \Omega$ die aufgenommene Wärme als für die Gleichgewichtsbedingung zureichend anzusehen. Denn es ist eventuell möglich, dass z. B. chemischer Umsatz zwischen den Molekülen statthat, ohne dass dabei kinetische Massenenergie auftritt, also Gleichgewicht dann nicht besteht. Vielmehr erscheint es notwendig, dass die Veränderung direkt umkehrbar sei, also $\delta \Omega = T\delta S$ gesetzt werden kann, wo T die absolute Temperatur, S die Entropie bedeutet. In dem Begriff der direkten Umkehrbarkeit liegt es nämlich, dass allen Wirkungen, die das betrachtete System ausübt, gleiche Gegenwirkungen entgegenstehen, eine unendlich kleine Änderung der letzteren lassen den Prozess in dem einen oder dem entgegengesetzten Sinne verlaufen, es bedingt also wirklich Gleichgewicht, wenn man $\delta E = T\delta A \pm$[2]) δA setzt. Diese Gleichung erscheint bei Herrn Planck[3]) (in der Form

$$\delta S - \frac{\delta E - \delta A}{T} = 0)$$

ebenso wie bei Herrn Riecke[4]) als eine Folge des Prinzips der Vermehrung der Entropie. Nimmt man aber die Art der Begründung dieser Lehre, wie sie bei dem zweitgenannten Herrn[5]) erscheint, an, so kann man allerdings nicht von einem strengen Beweise der Gleichgewichtsbedingung reden, während das nach Herrn Plancks Art der Begründung wohl der Fall wäre. Ausführlich betrachtet Herr Duhem in seiner trefflichen Mécanique chimique 1, 82 bis 199, 1897 die Gleichgewichtsbedingungen, auch bei ihm spielt die Vermehrung der Entropie, resp. allgemeiner die Claussche Ungleichung und damit zusammenhängend die Abnahme der

1) Wesendonk, Wied. Ann. 69, 809—833, 1899.

2) Man sehe dessen Thermodynamik S. 107 u. f., 1897. Drudes Ann. 1, 624, 1900, zu vergleichen auch Stodola, Dampfturbinen, 1903, 203, der Plancks Darstellung zu verbessern sucht und G. H. Bryans Kritik, Nature 69, 194, 1903.

3) Voigt, Thermodynamik 1, 358, 1903 (Göschen). Ebenso Riecke, Lehrbuch 2, 563, 1902.

1) Vergl. l. c. S. 356. Hier soll im folgenden, wenn nicht gerade ein Citat vorliegt, angenommen werden $\delta U = \delta Q - \delta A$, wo U die innere Energie, Q die zugeführte Wärme und A die äussere Arbeit bedeutet.

2) + oder — gilt je nach den Festsetzungen über das Vorzeichen der äusseren Arbeit.

3) Planck, Vorles. über Thermodyn. 1897, S. 108.

4) Riecke, Zeitsch. f. phys. Chem. 6, 270, 1890; Lehrbuch II, 559, § 694.

5) Riecke, Lehrbuch II, 559.

freien Energie eine Hauptrolle, welch letztere ja bei Nernsts Darstellung[1]) völlig in den Vordergrund tritt. Hierbei ist zu beachten, dass die Bestimmung des Gleichgewichtes durch das Minimum der freien Energie unabhängig vom Prinzip der Vermehrung der Entropie und verwandten Betrachtungen bewiesen werden kann, man bedarf dazu nur der Betrachtung umkehrbarer isothermer Prozesse und eines Grundsatzes der Thermodynamik, etwa in Thomsons Form. Indessen ist, wie Herr Planck bereits betont (l. c. S. 106), bei allen Anwendungen der Sätze der freien Energie streng darauf zu achten, dass sie sich nur auf isotherme Vorgänge beziehen, sonst erhält man wesentlich verwickeltere Beziehungen. Herr Duhem zeigt dann auch (l. c. S. 165—168), dass isothermes stabiles Gleichgewicht wohl adiabatisches nach sich zieht, nicht aber das Umgekehrte der Fall zu sein braucht. Die Betrachtungen der freien Energie giebt also die Gleichgewichtsbedingungen nicht allgemein genug, und ähnliches dürfte wohl auch bei den anderen thermodynamischen Potentialen etc. der Fall sein, jedenfalls erscheinen bezügliche ergänzende Betrachtungen notwendig. Man darf denn auch wohl sagen, dass die meisten Darstellungen der Lehre vom thermodynamischen Gleichgewichte etwas Unbefriedigendes an sich haben und wenig Übersichtlichkeit zeigen.[2]) Andererseits scheint man zu wenig beachtet zu haben, dass die Energiegleichung bei Einführung der Entropie, wie bereits oben bemerkt, direkt Gleichgewichtszustände charakterisiert und ganz allgemein zur Herleitung für deren Bedingungen dienen kann. Schon die Meister der sog. klassischen Thermodynamik gingen so vor, z. B. Clausius[3]) bei Behandlung der Änderungen des Aggregatzustandes und der Bestimmung der spezifischen Wärme, auch Herr Duhem verfährt in diesem Sinne[4]) zuzeiten (Méc. chim. 1, 95 u. f.). Indessen ist es doch Herrn C. Neumanns[5]) (welcher bekanntlich das Prinzip der Vermehrung der Entropie für sehr bedenklich hält) besonderes Verdienst, auf die in Rede stehende Betrachtungsweise nachdrücklich hingewiesen und gezeigt zu haben, wie man auch bei mehr als zwei Parametern die Gleichgewichtsbedingungen finden kann, ohne Annahme solcher Sätze, wie der des Wachsens der Entropie. Neumann beweist bekanntlich im Anschlusse an Thomson (l. c. S. 89) die Clausiussche Ungleichung und zeigt

1) Nernst, Theoret. Chemie S. 30, 1903.

2) S. z. B. auch die eingehende verdienstvolle Darstellung bei Weinstein, Thermodynamik II. Bd.

3) Clausius, Mech. Wärmeth. I, 129—178 u. 189, 1876.

4) Man vergl. übrigens auch Nernst, Theor. Chem. S. 29.

5) C. Neumann, Ber. d. Kgl. Sächs. Ges. d. W. Leipzig 1891, S. 149, ferner S. 143 u. f.

ferner, wie man für direkt umkehrbare Prozesse, die eine Folge von Ruhezuständen bilden und unendlich langsam verlaufen, zum Begriffe der Entropie gelangt (l. c. S. 95) als einer durch die Bestimmungsvariabeln eindeutig festgelegten Grösse. Nur für solche Ruhezustände darf man das Element der zugeführten Wärmemenge dQ durch TdS ersetzen (wo S, wie oben die Entropie, T die absolute Temperatur bedeutet und dS bekanntlich ein vollständiges Differential ist.) Sind dann $\lambda_1 \ldots \lambda_{n+1}$ die Bestimmungsvariabeln, so gilt also für Gleichgewichts-Zustände eines homogenen Systems die Gleichung:

$$\sum_1^{n+1} \frac{\partial U}{\partial \lambda_\nu} d\lambda_\nu = T \sum_1^{n+1} \frac{\partial S}{\partial \lambda_\nu} d\lambda_\nu - dA^{1)},$$

wo U die innere Energie und A die äussere Arbeit bedeutet. Diese kann man nun auch nach $\lambda_1 \ldots \lambda_{\nu+1}$, wie Neumann zeigt, stets als entwickelbar annehmen, d. h.

$$dA = L_1\, d\lambda_1 + \cdot L_\nu\, d\lambda_\nu \ldots + L_{n+1}\, d\lambda_{n+1}.$$

setzten. Wählt man eines der λ_ν etwa $\lambda_{n+1} = T$, also gleich der absoluten Temperatur, was ja fast immer geschieht, da T eine besonders hervorragende Bedeutung in der Thermodynamik einnimmt, so gilt also:

$$\sum_1^n \frac{\partial U}{\partial \lambda_\nu} d\lambda_\nu + \frac{\partial U}{\partial T} dT = T \sum_1^n \frac{\partial S}{\partial \lambda_\nu} d\lambda_\nu$$

$$+ T \frac{\partial S}{\partial T} dT - \sum_1^n L_\nu d\lambda_\nu - L_T dT.$$

Die Grössen dU wie $dQ = TdS$ und dA sind Energiegrössen, ihre Entwickelung nach der Zahl der Zustandsvariabeln, ist wie gesagt, direkt gegeben, daher auch die Auffassung von

$$\frac{\partial U}{\partial \lambda_\nu}, \quad T \frac{\partial S}{\partial \lambda_\nu}, \quad L_\nu$$

als Kräfte völlig berechtigt, nicht etwa erst durch besondere Betrachtungen zu entschuldigen. Im allgemeinen befinden sich nun die Körper nicht in solchen Ruhezuständen, wie sie obige Gleichung darstellt, man kann dergleichen aber herstellen, indem man wenigstens in Gedanken äussere Kräfte einführt, die dem Bestreben der Substanz, die λ_ν zu verändern, entgegenwirken. Auf diese Weise wird eine beliebige Veränderung (wenigstens in grosser Allgemeinheit) in eine Folge von Ruhezuständen ver-

1) Da die Prozesse unendlich langsam verlaufen, kann man T als für das homogene System (ein und dieselbe Phase) konstant ansehen. Höchstens Teile, die in keinem direkten Wärmeaustausch miteinander stehen, können verschiedene Temp. besitzen. Für solche Teile sind dann die obigen Gleichungen je besonders anzusetzen.

wandelt, auf die man obige Gleichung anwenden darf. Da nun die $d\lambda_\nu$, resp. $\delta\lambda_\nu$ da bei solchen virtuellen Variationen δ an Stelle von d treten soll, hierbei ganz willkürlich sind, so muss gelten:

$$\frac{\partial U}{\partial \lambda_\nu} = T\frac{\partial S}{\partial \lambda_\nu} - L_\nu \text{ ferner:}$$

$$\frac{\partial U}{\partial T} = T\frac{\partial S}{\partial T} - L_T,$$

um die Variable T hier nochmals besonders hervorzuheben. L_T setzt man bekanntlich zumeist = 0, d. h. man führt nach Herrn Duhems Bezeichnung sog. normale Variable ein, was nach C. Neumann allgemein zu rechtfertigen (l. c. S. 140). Der von T unabhängige (isotherme) Teil der äusseren Arbeit erscheint, wie bekannt, als

$$\sum_1^n \frac{\partial (U - TS)}{\partial \lambda_\nu} d\lambda_\nu,$$

ebenso für isentropische Arbeit tritt auf der Ausdruck

$$\sum_1^n \frac{\partial U}{\partial \lambda_\nu} d\lambda_\nu$$

(isothermes und isentropisches Potential). Die Grössen $\frac{\partial U}{\partial \lambda_\nu} - T\frac{\partial S}{\partial \lambda_\nu}$ stellen die Kraft dar, mit welcher die Substanz bestrebt ist, ihre Zustandsvariabeln zu ändern. Sie müssen im allgemeinen durch geeignete äussere Kräfte aufgehoben werden, um Ruhezustände zu erhalten. Kommt nun unter der Wirkung nur gewisser Kräfte (z. B. konstantem Druck) oder dem Bestehen gewisser Bedingungen (z. B. konstantem Volumen) ein System von selbst ins (sog. natürliche) Gleichgewicht, so müssen dann ein Teil, wenigstens der Änderungsbestrebungen, verschwinden, und ebenso natürlich die das Gleichgewicht herstellenden äusseren Kräfte.[1] Neumann zeigt, wie man auf diese Weise einige spezielle Fälle (Zersetzung des Jodwasserstoffes, Gleichgewicht von Wasser und Dampf, Helmholtzscher Satz über Dissoziation) mit demselben Resultate behandeln kann, wie nach den anderen Methoden der Thermodynamik. Es lassen sich aber auch die Gibbsschen Gleichungen auf diesem Neumannschen Wege, wie mir scheint, ableiten. Es handelt sich hierbei um ein isolirtes System, das bei konstantem Volumen und ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung sich in r Phasen bei n veränderlichen Bestandteilen unter einem allseitig gleichen Drucke im Gleichgewicht befindet. Dann kann man für jede Phase (es sei die νte hier gewählt) eine Gleichung ansetzen

$$dU_\nu{}^{1)} = - p_\nu\, dv_\nu + T_\nu dS_\nu - \sum_{\varrho=1}^{\varrho=n} L_\varrho^\nu\, dm_\varrho^\nu,$$

wo sich also Druck p_ν, Volum v_ν, Energie U_ν, Temperatur T_ν und Entropie S_ν auf die νte Phase beziehen, L_ϱ^ν ist der auf eine stoffliche Änderung der betr. νten Phase um dm_ϱ^ν resp. δm_ϱ^ν bezügliche Energiekoeffizient, wenn m_ϱ einen der n-Bestandteile bezeichnet, welche das System zusammensetzen. Es soll zunächst angenommen werden, dass in jeder Phase alle n Bestandteile vorkommen, also lauter wirkliche Bestandteile nach Gibbs' Ausdrucksweise vorliegen. Für das ganze aus r Phasen bestehende System gilt dann also, wenn man U (und S) additive Eigenschaften beilegt, für eine virtuelle Änderung:

$$\delta U = \Sigma \delta U_\nu = - \Sigma p_\nu \delta v_\nu + \Sigma T_\nu \delta S_\nu - \sum_{\varrho=1}^{\varrho=n} L_\varrho^1 \delta m_\varrho^1 - \ldots \sum_{\varrho=1}^{\varrho=n} L_\varrho^\nu \delta m_\varrho^\nu \ldots - \sum_{\varrho=1}^{\varrho=n} L_\varrho^r \delta m^r$$

Wir denken uns nun diese Gleichung, bezogen auf eine virtuelle Ruhezustandsänderung bei konstanten Volumen, ohne Wärmezufuhr, aus einem vorhandenen natürlichen Gleichgewichtszustand heraus. Dann gilt aber für das Gesamtsystem

$$\delta U = \sum_{\nu=1}^{\nu=r} \delta U_\nu = 0$$

und ebenso

$$\delta S = \sum_{\nu=1}^{\nu=r} \delta S^\nu = 0.$$

Es findet ja eine umkehrbare virtuelle Änderung statt ohne Zufuhr von Wärme, d. h. es liegt ein isentropischer Vorgang für das Gesamtsystem vor. Da es sich ferner um virtuelle Veränderungen handelt, also alle Inkremente der Bestimmungsvariabeln völlig willkürlich sind, so müssen auch die ersten Ableitungen der Gesamtentropie S des ganzen Systems nach den Bestimmungsvariabeln verschwinden, d. h. es liegt für S ein Grenzwert vor. Ferner gilt, weil wir ja von einem natürlichen Gleichgewichtszustande ausgehen, bei konstantem Gesamtvolumen unter allseitig gleichem Drucke folgendes: Erstens die äussere Arbeit verschwindet; ferner sind die fingierten Zusatzkräfte für die umkehrbare virtuelle Änderung zu Anfang gleich Null, sie können nicht mit einem

---

1) C. Neumann, l. c. p. 146. Für ein System, das bei konstantem T und konstantem Volumen v von selbst im Gleichgewicht sich befindet, gilt danach:

$$\frac{\partial U}{\partial T} = T\frac{\partial S}{\partial T}, \quad \frac{\partial U}{\partial \lambda_\nu} = T\frac{\partial S}{\partial \lambda_\nu} \quad \frac{\partial U}{\partial v} = T\frac{\partial U}{\partial v},$$

wo p einen allseitig gleichen Druck bedeutet.

1) Resp. $\delta U_\nu = - p_\nu \delta v_\nu + T_\nu \delta S_\nu - \sum_{\varrho=1}^{\varrho=n} L_\varrho^\nu \delta m_\varrho^\nu$, wenn es sich um eine virtuelle Veränderung handelt.

Male endliche Werte annehmen, bleiben also bei der virtuellen Änderung unendlich klein, und die virtuelle Arbeit wird unendlich klein zweiter Ordnung, d. h. man muss setzen $\delta U = \Sigma \delta U_\nu = 0$, und zwar muss auch U unter diesen Umständen das Ansehen eines Grenzwertes annehmen. Ist es ein Minimum, kann also eine Änderung nur eintreten durch Zufuhr von Arbeit von aussen, kann also das System sich nicht von selbst verändern, so ist das Gleichgewicht stabil. Da nun unser System auch stofflich isoliert sein soll, eine Zu- oder Abfuhr von Materie nicht eintritt, so bleibt die Gesamtmenge derselben ebenfalls konstant bei allen eintretenden Veränderungen und chemischen Umsätzen. Damit sind aber die Grundlagen der Gibbsschen Betrachtungen gewonnen, die sich nur dort aus der Vermehrung der Entropie ergeben. Und zwar ist die Neumannsche Betrachtung ebenso allgemein wie die andere, denn wo man von Entropie und deren Änderungen spricht, da muss man auch die Möglichkeit annehmen, in umkehrbarer Weise zu den entsprechenden Zuständen gelangen zu können, und das nur braucht die Neumannsche Betrachtung. Wir haben bei n Stoffen und r Phasen also

$$\delta U = 0 = -\sum_{\nu=1}^{\nu=r} p_\nu \delta v_\nu - \sum_{\nu=1}^{\nu=r} T_\nu \delta S_\nu -$$

$$-\sum_{\nu=1}^{\nu=r} L_1^\nu \delta m_1^\nu = \ldots \sum_{\nu=1}^{\nu=r} L_\varrho^\nu \delta m_\varrho^\nu - \ldots - \sum_{\nu=1}^{\nu=r} L^n \delta m_n^\nu \;{}^{1)}$$

und es ist $\sum_\nu p_\nu \delta v_\nu = 0$ weil keine Druckarbeit im Ganzen geleistet wird und ausserdem $\delta v = \Sigma \delta v_\nu = 0$ wegen Konstanz des Gesamtvolumens. Also gilt $p_1 = p_2 \ldots p_r$ für virtuelle δv_ν. Da also keine Wärme zu- oder abgeführt wird, so ist $\Sigma T_\nu \delta S_\nu = 0$ und wie gesagt $\Sigma \delta S_\nu = 0$, also haben wir $T_1 = T_2 \ldots = T_\nu \ldots = T_r$. Es bleibt also noch der Ausdruck

$$\sum_1^r L_1^\nu \delta m_1^\nu + \ldots + \sum_1^r L_\varrho^\nu \delta m_\varrho^\nu + \ldots + \sum_1^r L_n^\nu \delta m_n^\nu = 0$$

oder kürzer

$$\sum_\varrho \sum_\nu L_\varrho^\nu \delta m_\varrho^\nu = 0.$$

In den Summen

$$\sum_\nu L_\varrho^\nu \delta \mu_\varrho^\nu$$

sind nun die stofflichen Änderungen zusammengefasst, bei denen ein und derselbe Bestandteil vorkommt, nämlich hier $m_\varrho^1 \ldots m_\varrho^\nu \ldots m_\varrho^r$, den einzelnen Phasen sollen dann, wie gesagt, als Änderungen des ϱten Stoffes die Grössen $dm_\varrho^1 \ldots dm_\varrho^\nu \ldots dm_\varrho^r$ zukommen u. s. w. Zunächst sei dabei vom Eintreten chemischer Umsetzungen, Verbindungen, Dissoziationen etc. abgesehen, die virtuellen Änderungen beziehen sich dann nur auf den unveränderten Übergang einer Stoffmenge aus einer Phase in die andere. Auch seien, wie gesagt, in jeder Phase alle vorkommenden Stoffe vorhanden. Dann gilt also

$$\sum_{\nu=1}^{\nu=r} \delta m_1^\nu = 0 \ldots \sum_{\nu=1}^{\nu=r} \delta m_\varrho^\nu = 0 \ldots \sum_{\nu=1}^{\nu=r} \delta m_n^\nu = 0,$$

da ja keine Stoffvermehrung eintreten kann. Wir kommen dann aber ebenso wie Gibbs und andere bei der Willkürlichkeit der virtuellen δm_ϱ^ν zu dem Ergebnisse, dass

$$L_1{}^1 = L_1{}^2 = \ldots = L_1^\nu + \ldots L_1^r$$
$$L_\varrho^2 = L_\varrho^2 = \ldots = L_\varrho^\nu + \ldots L_\varrho^r \text{ etc.}$$

sein muss, d. h. wir haben den Gibbsschen Satz über die Gleichheit der chemischen Potentiale derselben Substanz in den verschiedenen Phasen beim (physikalischen) Gleichgewichte. Auch weitere Betrachtungen, wie sie von Gibbs und anderen angestellt worden sind, lassen sich auf Grund der Neumannschen Auffassung ganz entsprechend behandeln. Unter allen Umständen muss die Gleichung

$$\sum_\varrho \sum_\nu L_\varrho^\nu \delta m_\varrho^\nu = 0 \text{ gelten.}$$

Sind die $\sum_\nu \delta m_\varrho^\nu$ nicht gleich Null, so bestehen gewisse chemische Umsatzgleichungen, welche Gibbs sehr allgemein schreibt:

$$\left.\begin{array}{l} a_1 S_1 + a_2 S_2 + a_3 S_3 + \ldots a_n S^n = 0 \\ b_1 S_1 + b_2 S_2 + b_3 S_3 + \ldots b_n S_n = 0 \end{array}\right\} A$$

und zwar sollen σ solcher Gleichungen existieren, welche Beziehungen zwischen einigen oder allen[1]) der Stoffe S_1, S_2 und S_n, die überhaupt vorkommen, angeben $a_1 a_2 a_3 \ldots a_n$, $b_1 b_2 b_3 \ldots b_n$ etc. sind Gewichtsmengen der betr. Stoffe $S_1\ S_2 \ldots S_\lambda \ldots S_n$ die an dem Umsatz teilnehmen. Um die Forderungen der physikalischen Veränderungen zu erfüllen, setzen wir in obiger Gleichung

$$\sum_\varrho L_\varrho \sum_\nu \delta m_\varrho^\nu = 0 \qquad B^1$$

(d. h. nehmen L_ϱ konstant in den verschiedenen Phasen). Nun kann man aber den verschiedenen $\Sigma \delta m_\varrho^\nu$ auch Werte wie $a\ \delta\mu$ oder $b_\varrho \delta\mu$ u. s. w. zulegen, so dass dann aus Gl. B wird $\delta\mu\ (a_1 L_1 + a_2 L_2 + \ldots a_\nu L_\nu + \ldots a_n L_n) = 0$ resp. $\delta\mu\ (b_1 L_1\ b + {}_2 L_2 + \ldots b_n L_n) = 0$ u. s. w. oder der Ausdruck in der Klammer verschwindet, d. h. für die chem. Potentiale $L_1 \ldots L_n$ bestehen dieselben Gleichungen (A^1 seien sie genannt) wie für $S_1\ S_2 \ldots S_n$.

1) Die $\Sigma L \delta m$ sind dabei so gebildet, dass sie sich auf ein und denselben Stoff in den verschiedenen Phasen beziehen.

1) Es können ja einige a_ν, b_ν etc. $= 0$ sein.

In diesem Ergebnis liegt kein Widerspruch oder Beschränkung, denn da die Summe aller materieller Veränderungen nämlich $\Sigma\delta m_1 S_1 + \Sigma\delta m_2 S_2 + \ldots \Sigma\delta m_\nu S_\nu + \ldots \Sigma\delta m_\nu S_n = 0$ [1]) *B*) verschwinden muss, so ziehen also die Gleichungen *A* notwendig diese Gl. *B* nach sich, andersartige Veränderungen sind ausgeschlossen. Da aber Gl. A_1 und Gl. B^1 in derselben Beziehung stehen wie Gl. *A* zu Gl. *B*, so folgt aus dem Bestehen der Gl. A^1 für die chem. Potentiale L_ϱ die Gleichgewichtsbedingung B^1 d. h.

$$L_\varrho \Sigma\delta m^\nu_\varrho = 0.$$

Die Potentiale L_ϱ, die den Gl. A^1 und Gl. B^1 genügen, ziehen also das physikalische und chemische Gleichgewicht nach sich.

Entsteht eine unendlich kleine Menge einer neuen Verbindung, die bisher in keiner der verschiedenen Phasen vorhanden war, so kann, bei unserer Art vorzugehen, die virtuelle Arbeit auch nur zweiter Ordnung sein, die Variation der Energie $(\delta\varepsilon + \delta e)$ muss verschwinden, wenn δe die Energie des gebildeten neuen Teiles bezeichnet, d. h. δe muss gleich sein der Druckarbeit + zugeführter Wärme + chemischer Energie, welche bei der Bildung des neuen Stoffes den ursprünglichen Stoffmengen entzogen werden. Also gilt:

$$\delta e + p_e dv_e - T_e dS_e + \sum_\varrho L^e_\varrho \delta m^e_\varrho = 0 \; ^{2})$$

wo die *e* bedeuten, dass die betr. Grössen zu der Bildung der neuen Teile verwendet worden. (Vergl. Gibbs, l. c. S. 88 Gl. 52).

Dagegen erscheint bei unserer Betrachtungsweise der Unterschied nicht, den Gibbs für mögliche und wirkliche Bestandteile einführt. Für erstere gilt da in Betreff der Energie ε (l. c. S. 78 Gl. 15, S. 79 Gl. 22 etc.) $\Sigma\delta\varepsilon > 0$, weil ein möglicher Bestandteil nur hinzugefügt, nicht hinweggenommen werden könne und daher die δm nur positiv sein können (siehe auch l. c. S. 89). Bei den vorliegenden Betrachtungen wird ein solcher möglicher Bestandteil auf umkehrbarem virtuellem Wege hinzugefügt und ebenso wieder kann er entzogen werden. Die Variation der Energie bleibt verschwindend wie bei Änderungen wirklicher Bestandteile. Der von Gibbs, vielleicht in zu engem Anschluss an Betrachtungen, wie sie bei der Begründung des Prinzips der virtuellen Geschwindigkeiten zur Anwendung kommen[3]), eingeführte Unterschied scheint Verf. daher wohl nicht weiter beizubehalten. Thatsächlich ist solches auch bei den übrigen Darlegungen über die Thermodynamik des chemischen Gleichgewichts bereits geschehen, indem des besagten Unterschiedes nicht Erwähnung gethan wird.

Verf. hat mit dieser Anwendung der Neumannschen Betrachtungsweise auf das berühmte Gibbssche Problem nur auf die Fruchtbarkeit dieser an keine besonderen Bedingungen gebundenen, sondern den verschiedensten Bedingungen anpassbaren Methode hinweisen wollen, da man derselben anscheinend zu wenig Beachtung geschenkt hat. Verf. will damit durchaus nicht die Lehre von der Vermehrung der Entropie als bedenklich bezeichnen. Leitet man nämlich in bekannter Weise für einen adiabatischen, durch reversible Vorgänge zu einem Cyklus ergänzten, Prozesse das besagte Prinzip aus der Clausiusschen Ungleichung ab, so macht es keinen Unterschied, ob man in der Ungleichung die Temperaturen der zugeführten Wärmemengen auf die Wärmebehälter bezieht, oder auf Teile des veränderlichen Systemes selbst. Denn bei dem adiabatischen Prozesse wird ja Wärme überhaupt nicht zugeführt und bei den ergänzenden umkehrbaren Prozessen fällt ja bekanntlich Reservoir- und System- (resp. Systemteile) Temperatur zusammen, der Beweis des Prinzips der Vermehrung der Entropie bleibt also bestehen auch bei Neumanns Annahmen.

Berlin, den 27. Mai 1904.

1) D. h. $\Sigma\delta m_1$ ist die Menge des Stoffes S_1, $\Sigma\delta m_\varrho$ ist die Menge des Stoffes S_ϱ etc. die an der Umsetzung teilnimmt.

2) L^e_ϱ ist das in den verschiedenen Phasen gleiche Potential des Stoffes m_ϱ und δm^e_ϱ die gesamte in die neue Substanz eingetretene Menge von m_ϱ.

3) Man vergleiche den Unterschied zwischen reversible und renversable bei Herrn Duhem, Mécan. chim. I. 87, 1897.

Über die spektrale Energieverteilung der „Quecksilber-Lampe aus Quarzglas".

Von E. Ladenburg.

Hagen und Rubens[1]) haben zuerst die Thermosäule zu Energiemessungen im ultravioletten Teile des Spektrums mit Erfolg angewandt. Dass ihre Messungen sich nur bis 250 $\mu\mu$ erstreckten, lag an der zu geringen Grösse der Energie, welche ihre Strahlungsquelle — die Bogenlampe — unterhalb 251 $\mu\mu$ hatte. Indem Pflüger[2]) eine Funkenstrecke als Strahlungsquelle benutzte, konnte er die Brauchbarkeit der Thermosäule bis 185 $\mu\mu$ und nach Ausschalten der absorbierenden Luftschicht sogar noch unterhalb dieser Wellenlänge nachweisen. — Da die Kenntnis der spektralen Energieverteilung der Quecksilberlampe, wie sie

1) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8, 1—22, 1902.

2) A. Pflüger, Ann. d. Phys. 13, 890, 1904.

neuerdings aus Quarz von M. C. Heraeus hergestellt wird, für gewisse Untersuchungen notwendig war, so wurde die Energieverteilung mit der Thermosäule festgestellt, und im folgenden sollen die Resultate dieser Messungen kurz mitgeteilt werden.

Die Lampe stand in einem lichtdichten Kasten aus Zink, in dem sich ein schmaler Spalt befand. Dicht vor demselben war das Spaltrohr des Spektrometers aufgestellt. Das letztere trug Quarz-Flussspat-Achromate von 25 mm Öffnung und 231 mm Brennweite und war mit einer Vorrichtung für automatische Minimumeinstellung versehen. Das im ultravioletten Teil des Spektrums benutzte Quarzprisma hatte einen brechenden Winkel von 60^0. Da die Dispersion des Quarzes für längere Wellen zu gering war, wurde von 400 $\mu\mu$ an ein Flintglasprisma benutzt. An Stelle des Fadenkreuzes befand sich im Okular des Fernrohrs eine lineare Thermosäule nach Rubens, deren scheinbare Breite je nach der Dispersion 8—12 $\mu\mu$ betrug. Zur Messung der Thermoströme wurde ein Panzergalvanometer nach Du Bois-Rubens benutzt; dasselbe war auf 12 Sek. Schwingungsdauer astasiert und hatte bei einem inneren Widerstand von 2,5 Ohm und einem Skalenabstand von 2 m eine Empfindlichkeit von $3 \cdot 10^{-10}$ Ampère.

Die Lampe brannte, an 110 Volt angeschlossen, nach etwa 10 Minuten konstant mit 2 Ampère bei einer Klemmenspannung von etwa 85 Volt, doch kamen manchmal Schwankungen von einigen Volt vor. Durch Ausschalten vom Widerstand konnte man die Lampe für kurze Zeit mit 3 Ampère brennen lassen, doch sank die Stromstärke sehr bald wieder auf 2 Ampère, während zugleich die Klemmenspannung bis auf 90 Volt stieg und die Lampe erlosch. So gut dies bei der geringen Änderungsmöglichkeit des Wattverbrauches anging, wurde festgestellt, dass sowohl die Gesamtenergie wie auch die Energie der einzelnen Spektrallinien, soweit sie untersucht wurden, proportional mit dem Wattverbrauch zunimmt. Waren also einzelne Werte bei anderem Wattverbrauch als 2×85 erhalten, so wurden sie auf diesen umgerechnet. Doch betrugen diese Korrektionen im Höchstfall 10 Proz.

In der folgenden Tabelle bedeuten die λ die Wellenlängen in $\mu\mu$, die α die Galvanometerausschläge in mm. Dieselben sind Mittelwerte aus mehreren Beobachtungsreihen, die sich wieder aus einer grossen Anzahl von Einzelbeobachtungen zusammensetzen. Der mittlere Fehler der Messungen beträgt etwa 2 Proz.

Die umstehende Kurventafel enthält die Wellenlängen als Abszissen und die Galvanometerausschläge als Ordinaten.

λ	α	λ	α
248,2	0	346,5	0
249,5	1,7	351	1,5
251	3,8	353,5	6
252,5	7,3	355,5	12,5
253,1	6,4	358,5	18
253,8	4,5	360,5	23,1
255,2	2,7	363,5	23
256,2	1	365,5	17,6
257	0	368,5	10,4
258,5	0	371	3,7
260	0	377	0
261,8	0,7	380—398	0
263,5	0	399	0
265	0	402	3,4
267	1,4	403	8,4
269	0	404	11.9
271	0	405	15,1
272,5	0	406	16,4
274,5	1	407	11,9
275,5	0,5	408,5	5,1
276,5	0,5	409	4,6
278,5	0	410	4,1
280,5	0	411	3,1
282,5	0	412	2,0
285	0	414	0
287,3	1,6	422	0
289,5	1	429	2,2
290,8	1,7	431,5	21,4
293,2	4,7	432,5	29,4
294,5	4,2	433,5	30,2
295,7	4,4	435,5	19,6
297	4,9	437	12
298,2	4,2	439	0
300,7	3,8	440—480	0
302,2	3,9	482,5	0
303,7	2,9	487	2
305	3,8	489	2,4
307,5	5,6	491,5	0
308,5	10,95	492—520	0
310	15,7	522,5	0
311,5	15,4	527	1,0
313,5	12,8	533,5	19,4
315,2	7,1	537	36,8
316	4,1	540	42,9
318	2,4	542,5	38,2
319,5	0	546	22,6
322	0	552,5	6,4
325,5	0	559	6,4
329,5	1	566,5	23,6
331,5	1	570	27,4
334	0,5	574	20
338	0	582,5	10
342	0	592,5	10

Die Energie der beiden noch im sichtbaren Gebiet liegenden roten Linien bei 615 und 695 $\mu\mu$ ist zu gering, um mit der Thermosäule noch nachgewiesen werden zu können. Die gefundenen Linien decken sich innerhalb der Beobachtungsfehler ganz mit solchen, deren Wellenlänge Kayser und Runge[1]) festgestellt haben.

Im ultraroten Teil des Spektrums wurde die von Coblentz und Geer[2]) angegebene Linie bei 970 $\mu\mu$ mit der Thermosäule aufgefunden, doch beträgt ihre Energie nur etwa 15 Skalenteile.

1) H. Kayser und C. Runge, Ann. d. Phys. 43, 385, 1891.

2) W. W. Coblentz u. W. C. Geer, diese Zeitschr. 4, 257, 1903.

λ = 230 240 250 260 270 280 290 300 310 320 330 340 350 360 370 380 390 400 410 420 430 440 450 460 470 480 490 500 510 520 530 540 550 560 570 580 590 600

Das stetige Anwachsen der Intensitäten in den Linien 253, 311, 363, 433 und 546 einerseits, 297, 404 und 576 andererseits scheint auf eine eigenartige Gesetzmässigkeit hinzuweisen. Eine einfache Beziehung zu den von Kayser und Runge[1]) aufgestellten Serien liegt nicht vor.

Charlottenburg, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

1) H. Kayser und C. Runge, l. c.

(Eingegangen 16. Juli 1904.)

Beschränkung und Erweiterung meines Helligkeitsgesetzes.

Von A. Schmidt.

Zum zweiten Male[1]) wendet sich Herr Professor Dr. Seeliger gegen meine Anschauungen betreffs der Ursache der Helligkeitsabnahme der Sonnenscheibe von der Mitte nach dem Rande. Schon in meiner Erwiderung[2]) auf seine ersten Ausführungen[3]) habe ich mich zu weiterer Diskussion der Angelegenheit bereit erklärt, aber nur auf dem Boden eines korrekten Helligkeitsbegriffes, denn der von Herrn Seeliger aufgestellte liess sich den Verhältnissen der astigmatischen Brechung nicht anpassen. Leider finde ich nun in der neuen Abhandlung gar keine Begriffsbestimmung der Helligkeit vor, so dass ich für meine hier folgenden Ausführungen bei meiner eigenen vielleicht auch etwas unvollkommenen Definition verharren muss, nach welcher Helligkeit die relative Zahl der Strahlen bedeutet, welche pro Einheit des Raumwinkels nach der Spitze eines Strahlenkegels konvergieren. Es scheint mir, dass mein Helligkeitsbegriff im stillen die Billigung des Herrn Seeliger gefunden hat. Auch darüber wird er wohl, ohne ein Wort zu verlieren, einverstanden sein, dass das von ihm vertretene Gesetz mindestens im Falle unstetiger Brechung, wobei der Strahl durch Abscheidung eines reflektierten Strahles eine Schwächung erleidet, eine Ausnahme erfahre. Diesen unausgesprochenen Einräumungen gegenüber kann ich meinerseits eine offene Einräumung machen. Ich bin mit dem Ergebnis der theoretischen Ausführungen in Herrn Seeligers zweiter Einwendung gegen sein Erwarten vollkommen einverstanden. Die pro Zeiteinheit durch irgend einen Querschnitt eines Strahlenbündels hindurchgehende Lichtmenge ist eine Konstante für das ganze Bündel. Für mich ist dieser Satz eine Folge des Satzes von der Erhaltung der Energie abgesehen von jeder besonderen Lichttheorie. Meine einzige Reserve ist die oben erwähnte Ausnahme unstetigen Übergangs vom einen ins andere Mittel. Und selbst da giebt es noch einen besonderen Fall, für welchen ich den Satz zugebe, es ist der Fall senkrechter Incidenz, bei welcher die reflektierte Lichtmenge sich von der als ankommend betrachteten subtrahiert, so dass thatsächlich nur die Differenz als ankommend zu zählen ist. Ich habe das im Eingang zu meiner Erwiderung auf die ersten Einwendungen bereits hervorgehoben.

Trotz dieser Übereinstimmungen ist die Hauptdifferenz noch nicht glatt, denn dazu würde gehören, dass über die beiden Helligkeitsformeln, entweder

$$H = H_1 \cos^2 \alpha : n^2 \cos^2 \beta \text{ oder } H = H_1 : n^2,$$

eine nicht bloss stillschweigende Einigung erzielt wäre. Das wird um so schwerer halten, als ich selbst zu denjenigen gehöre, welche zwar die zweite der Formeln als unhaltbar ansehen, aber auch in der ersten nur eine Annäherung an die Wahrheit erblicken, welche sie sowohl weiterer experimenteller Bestätigung, als auch weiterer theoretischer Rechtfertigung für bedürftig halten.

Erstens gilt die Formel nur für eben geschichtete Mittel, sie nimmt bei der Aufeinanderfolge mehrerer paralleler Schichten die Gestalt an

$$H = H_1 \frac{\cos^2 \alpha \cdot \cos^2 \alpha_1 \cdot \cos^2 \alpha_2 \ldots.}{n^2 \cos^2 \beta_1 \cos^2 \beta_2 \ldots. \cos^2 \beta} = H_1 \frac{\cos^2 \alpha}{n^2 \cos^2 \beta}$$

wobei n der relative Brechungskoeffizient zwischen dem ersten und letzten Mittel ist und die Einfalls- und Brechungswinkel paarweise einander gleich werden $\alpha_1 = \beta_1$, $\alpha_2 = \beta_2$ u. s. w. Die Sonne aber besitzt eine sphärisch geschichtete Atmosphäre, für welche genannten Winkelpaare, falls wir eine stufenweise Schichtenfolge statt der stetigen uns vorstellen, nicht mehr als Paare gleicher Winkel angenommen werden dürfen, sondern um so verschiedener, je mehr die Strahlrichtung der Schichtenrichtung sich nähert, d. h. je grösser α und β werden, so dass sicher das Gesetz für $\alpha = 90^0$ unbrauchbar wird.

Zweitens der Beweis, den ich in der vierten Einsendung[1]) in allgemeinerer und strengerer Form zu führen bestrebt war, beruht auf dem Sinusgesetz der Brechung und auf dem zweiten Hauptsatze der Energielehre. Das erste dieser Gesetze, das ohnedies am Rande der Bilder bei den Beugungserscheinungen versagt, berücksichtigt nicht den transversalen Charakter der Lichtschwingungen, dessen Einfluss auf die Helligkeit in den Fresnelschen Ausdrücken dargestellt ist. Doch scheint, wie das auch

1) Diese Zeitschr. **5**, 9, 237, 1904.
2) Diese Zeitschr. **4**, 11, 453, 1903.
3) Diese Zeitschr. **4**, 12, 343, 1903.

1) Diese Zeitschr. **4**, 476, 1903.

Herr Seeliger bemerkt, dieser Einfluss bei stetigem Schichtenübergang als unendlich klein zu verschwinden. Das zweite aber der Gesetze unterliegt ja in seiner verallgemeinerten Anwendung auf die verschiedenen Energieformen noch mancherlei Anfechtung, im besonderen kann seine Anwendbarkeit auf Lichtstrahlenbüschel, die bei der Brechung ins dünnere Mittel ihren Querschnitt verkleinern, sehr fraglich erscheinen.

Wie ist es denn, kann man fragen, bei der umgekehrten Brechung, wenn der leuchtende Körper im optisch dünneren Mittel angenommen wird und die Strahlen durch eine ebene Grenzfläche ins dichtere Mittel übertreten? In diesem Falle wird ein Hohlkegelbüschel, das zwischen zwei Kegelflächen von den Halbachsenwinkeln α und $\alpha + d\alpha$ enthalten ist, in ein anderes zwischen den Winkeln β und $\beta + d\beta$ enthaltenes umgewandelt, dessen Raumwinkel kleiner ist, dessen Intensitätsmass im Verhältnis $\cos\alpha : n^2 \cos\beta$ grösser würde, falls es ohne Reflexion gebrochen würde. Soll in diesem Falle der zweite Hauptsatz auf das Kegelbüschel ebenso angewendet werden, wie im früheren Beweis auf das cylindrische Büschel, das dort seinen Querschnitt verkleinerte, während die cylindrischen Büschel denselben jetzt vergrössern?

Eine sichere Beantwortung dieser Frage erscheint mir schwierig.

Nach meinem Dafürhalten schliesst das kegelförmige Büschel die Anwendung des Entropiesatzes aus. Ein solches Büschel ist nur eine geometrische Fiktion, bequem und berechtigt für die Helligkeitsdefinition, aber als Kanal für fortschreitende Energie in messbarer Menge kann ein in eine Spitze auslaufendes Büschel nicht angesehen werden. Das, was beim Sehen in unsere Pupille eindringt, sind Wellen, die entlang cylindrischen Büscheln fortschreitend zum Auge gelangen, das Kegelbüschel ist das Symbol für die Anzahl der aus verschiedenen Richtungen ankommenden Cylinderbüschel.

Mit dieser Anschauung ergiebt sich mir der Satz, dass bei der Brechung in ebener Grenzfläche ein verschiedenes Gesetz der Helligkeitsänderung herrsche: beim Übergang vom optisch dichteren zum dünneren Mittel eine Helligkeitsverminderung im Verhältnis $n^2 \cos^2\beta : \cos^2\alpha$, beim Übergang vom dünneren ins dichtere Mittel eine Helligkeitsvermehrung im Verhältnis

$$\cos\alpha : n^2 \cos\beta,$$

wobei beidemal α den Winkel im dünneren, β den Winkel im dichteren Mittel bezeichnet. Ein Anlass zur Reflexion liegt beim letzteren Übergang nicht vor.

Diese Anschauungen treten in bewussten Widerspruch nicht mit dem Clausiusschen Hauptsatze, wohl aber mit dem von diesem Gelehrten in seiner mehrcitierten Abhandlung über die gegenseitige Zustrahlung zweier Körper gleicher Temperatur ausgesprochenen Grundsatze, „dass bei Strahlen, welche sich auf demselben Wege hinwärts und rückwärts fortpflanzen, die Schwächung in gleichem Verhältnisse stattfindet.“[1])

Noch möchte ich zum Schlusse einem von Herrn Seeliger in seiner zweiten Einwendung meiner Beweisführung gemachten Vorwurfe begegnen. Der Fortgang der Lichtbewegung in einem kontinuierlichen Medium dürfe nicht ohne weiteres als das Resultat fortwährender Brechungen nach den gewöhnlichen Brechungsgesetzen angesehen werden, wenigstens wisse man nicht apriori, ob und inwieweit diese Auffassung erlaubt ist. Ich möchte umgekehrt sagen: Meine Beweisführung abstrahiert von den besonderen physikalischen Bedingungen, wie Oberflächenhaut, Gasverdichtung, welche an der Grenze lichtbrechender Substanzen die Brechungs- und Reflexionserscheinungen beeinflussen müssen. Das Sinusgesetz der Brechung kann, wie ich in meiner frühesten Behandlung der Strahlenbrechung auf der Sonne davon Gebrauch gemacht habe, auch auf eine Form gebracht werden, welche für kontinuierliche Strahlkrümmung gilt. Sowohl die Divergenzänderungen, als die Querschnittsänderungen sind bei allmählichem Übergang der Strahlen dieselben, wie bei unstetigem. Meine Beweisführung gilt daher vielmehr für Brechung in stetig veränderlichen Mitteln bei paralleler ebener Schichtenlagerung, als für unstetige Refraktion. Aber die anfechtbaren theoretischen Schlüsse sind Luftschlösser ohne das bestätigende Experiment.

1) Clausius, Mechan. Wärmetheorie. 2. Aufl., Bd. I, Abschn. 12, S. 352.

(Eingegangen 18. Mai 1904.)

Über den Schlömilch-Wellendetektor.

Von M. Dieckmann.

In dieser Zeitschrift **5**, 338, 1904 berichtet Herr M. Reich über Beobachtungen am Schlömilch-Wellendetektor für drahtlose Telegraphie. Ich habe mich ebenfalls seit einiger Zeit mit dem Detektor beschäftigt und bin zu Ergebnissen gekommen, die die Beobachtungen von Reich bestätigen aber noch etwas weiter führen.

1. Reich hat gezeigt, dass die Wirkung des Detektors nicht auf thermischen sondern viel wahrscheinlicher auf Polarisationsvorgängen beruhe. Letzteres ist in der That der Fall, man kann den Beweis auch direkt durch das Experiment erbringen.

Schon Schlömilch[1]) gab an, dass man eventuell, um den Hilfsstrom einer Batterie überflüssig zu machen, eine Zelle benutzen könne, in der sich als Elektroden in der Spannungsreihe möglichst entfernt stehende Metalle befänden. Eine solche ist zu dem folgenden Versuche benutzt worden.

Versuchsanordnung (Fig. 1). Als Zellgefäss diente ein Reagensrohr, das in seinem unteren

Fig. 1.

Viertel mit konzentrierter Kupfersulfatlösung und einigen $CuSO_4$-Krystallen gefüllt war. Der obere Teil des Rohres enthielt verdünnte Kochsalzlösung. Die positive Elektrode bestand aus einem 0,15 mm starken Kupferdrahte, der so in eine Glasröhre eingeschmolzen war, dass nur der Querschnitt des Drahtes, also eine Kupferfläche von wenig mehr als 0,056 mm^2 mit der Flüssigkeit in Berührung kam. Als negative Elektrode tauchte in die Kochsalzlösung ein Streifen nicht amalgamierten Zinkbleches.

Diese Zelle bildete mit dem Schlüssel S, dem Widerstande R und dem Spiegelgalvanometer G einen Stromkreis.

R betrug 1590 Ohm. Die Elektroden standen durch Kondensatoren C_1 und C_2 mit einem kleinen Funkeninduktor in Verbindung.

An dieser Zelle konnte man den Einfluss des Elektrolyten und der Polarisation auf das beste beobachten. Tauchte nämlich die Kupferelektrode nur in den oberen Teil des Gefässes, in die Kochsalzlösung, so gab infolge der Polarisation das Galvanometer nur einen Ausschlag von 0,000022 Ampère, zerstörte aber der positive Teil der Wechselspannung die Polarisationsschicht, so stieg der Ausschlag sehr schnell bis 0,00048 Ampère.

Gerade entgegengesetzt verlief die Erscheinung aber, wenn der Kupferdraht in den unteren Teil, in die Kupfervitriollösung, eintauchte. Da hier kaum Polarisation möglich war, zeigte das Instrument 0,000613 Ampère an. Liess man jetzt den Induktor arbeiten, so sank — und zwar langsam — die Stromstärke auf 0,0004 Amp.

1) Elektrotechnische Zeitschr. 1903, Heft 47.

Diese Anordnung wirkte also analog einem Antikohärer. Durch einfaches Verstellen der Anode, war die Zelle von einem „Kohärer" in einen „Antikohärer" umzuwandeln.

Zu beachten ist bei der Ausführung des Versuches, dass die Erregung möglichst bald, nachdem der Schlüssel S geschlossen ist, vorgenommen wird, da sonst durch Kupferablagerung die Anodenoberfläche sich allzusehr vergrössert.

2. Auf Grund der Annahme, dass im Detektor Polarisationsvorgänge die Widerstandsänderungen bedingen, ist im folgenden die quantitative Seite der Erscheinung an einer Platin, Schwefelsäure, Platinzelle mit Hilfsbatterie untersucht worden.

Es sei W gleich der Summe der Widerstände des Elektrolyten, Galvanometers und Rheostaten, E sei die Hilfsspannung. Diese werde durch eine Polarisationsgegenspannung ε geschwächt, welche aber bei Erregung der Zelle auf den Wert e zurückgeht.

Dann gilt:

In unerregtem Zustand In erregtem Zustand

I) $J = \frac{E-\varepsilon}{W}$ II) $J' = \frac{E-e}{W}$.

Das Verhältnis der beiden wirkenden elektromotorischen Kräfte sei K. Also

$$\frac{E-e}{E-\varepsilon} = K.$$

Hieraus ergiebt sich für e

$$e = E - K(E-\varepsilon)$$

und, wenn man diesen Wert in II) einsetzt, für J'

III) $$J' = K\frac{E-\varepsilon}{W}$$

Es wird sich nun darum handeln, zu untersuchen, in welcher Abhängigkeit K von der relativen Grösse der der Erregung X steht (relativ, da für X noch eine Beziehung $X = \frac{m}{F}$ gilt, worin F die Anodenoberfläche und m eine Konstante bedeutet). Einmal muss, wenn die Erregung X gleich 0 ist, K gleich 1 werden; zweitens aber, wenn die Erregung sehr gross, im Grenzfalle unendlich wird, muss $K = \frac{E}{E-\varepsilon}$ werden.

Man erhält: $K = E\frac{\left(\frac{\varepsilon}{E}\right)^{X+1} - 1}{\varepsilon - E}$,

oder wenn dies in III) eingesetzt wird:

IV) $$J' = \frac{E - E\left(\frac{\varepsilon}{E}\right)^{X+1}}{W}.$$

Diese Gleichung ermöglicht es, die für den Detektor charakteristischen Kurven aufzustellen

und aus den Ausschlägen des Galvanometers, die relative Grösse der Erregung (sofern sich diese qualitativ gleich bleibt) zu bestimmen.

In der zur Prüfung benutzten Zelle die als Anode eine Platinfläche von 0,085 mm^2 hatte, hatten die Konstanten folgende Werte.

Tabelle I.

E in Volt gemessen	W in Ohm gemessen	J Ausschlag des Galvanometers in unerregtem Zustande (in Ampère)	$\varepsilon = E - JW$
4	350	0,00037	3,87
6	350	0,000118	5,6
8	350	0,0022	7,23
10	350	0,0037	8,7

Aus diesen Werten wurden die vier Kurven Fig. 2 für $E = 4$, $E = 6$, $E = 8$ und $E = 10$

Fig. 2.

konstruiert. I, II, III und IV sind die Grenzwerte, denen die Kurven bei sehr grosser relativer Erregung zustreben.

Bei möglichst gleichstarker Erregung durch den Induktor wurden für J' folgende Werte beobachtet (s. Tabelle II).

Diese Werte sind in Fig. 2 eingetragen; es ergiebt sich aus ihnen in der That eine recht gute Übereinstimmung für die relative Grösse der Erregung (ungefähr 3).

Man hatte nun schon längst eine verschiedene „Empfindlichkeit" der Zellen nicht nur

Tabelle. II.

E	J'
4	0,00152
6	0,0043
8	0,0076
10	0,00132

bei verschieden starker Erregung, sondern auch bei verschiedener Hilfsspannung erkannt. Im folgenden sind darum auch die Empfindlichkeitskurven für die vier angewandten verschiedenen Spannungen konstruiert worden. (Unter „Empfindlichkeit" der Zelle ist die Änderung des Galvanometerausschlages im Verhältnis zur Änderung der relativen Erregung verstanden.) Es war ja

$$\text{IV)} \qquad J' = \frac{E - E\left(\frac{\varepsilon}{E}\right)^{X+1}}{W}.$$

Dann ist also die Empfindlichkeit

$$\text{V)} \qquad \frac{dJ'}{dX} = \frac{E}{W}\left(\frac{\varepsilon}{E}\right)^{X+1} \log nat \frac{E}{\varepsilon}.$$

Man erkennt aus dem Verlauf der Kurven Fig. 3, dass für verschieden starke relative Er-

Fig. 3.

regungen, verschiedene Hilfsspannungen am geeignetsten sind (zwischen $X = 14$ und $X = 20$ ist z. B. die Hilfsspannung von 8 Volt die günstigste, bei grösserer relativer Erregung 6 Volt u. s. f.).

Leipzig, im Juni 1904.

(Eingegangen 15. Juni 1904.)

BESPRECHUNGEN.

J. Bauschinger, Tafeln zur theoretischen Astronomie. gr. 4. 148 S. mit 2 lithogr. Tafeln. Leipzig, Wilh. Engelmann. 1901. Gebdn. M. 12.—

Diese Tafelsammlung hat den Zweck die bei Bahnbestimmungen von Himmelskörpern häufig notwendigen tabellarischen Hilfsmittel einheitlich zu vereinigen, und man kann wohl in diesem Falle mit Recht sagen, dass sie einem Bedürfnisse abhilft. Bisher musste man die nötigen Daten z. T. aus den Lehrbüchern der Bahnbestimmungen, aus denjenigen der sphärischen Astronomie und den gewöhnlichen astronomischen Tafelwerken wie Albrecht u. dergl. einzeln zusammentragen. Der Verfasser hat die Sammlung in 6 einzelne Abschnitte zerfällt, von denen der erste die sehr häufig gebrauchten Tafeln der Verwandlung der verschiedenen Bogen- und Zeitmasse ineinander, sowie eine wichtige Tafel der Julianischen Tageszahlen enthält. Die ersteren Tafeln finden sich auch bei Albrecht, die letztere aber konnte immer nur aus den Jahrbüchern (dort mit Bezug auf den Jan. 1 hier auf Jan. 0 als Jahresanfang) entnommen werden. Ausserdem sind in diesem Teile noch die Tafeln für die Verwandlung von Sternzeit in mittlere Zeit und umgekehrt enthalten und zwar, wie hier besonders bemerkt werden soll, in der für die praktische Rechnung bequemen Form mit der Korrektion als Argument. Vielleicht hätte der Raum nicht gespart werden sollen um diese Tafeln in der noch bequemeren Form zu geben, in welcher sofort das Argument von Sekunde zu Sekunde fortschreitet, wodurch nur eine zweimalige Differenzbildung nötig wird, während hier eine dreimalige erforderlich ist, um die Korrektion bis auf 0,01 genau zu erhalten. — Auch die Aufnahme der Tafel zur Verwandlung von sexagesimal geteiltem Grad (90 teiligen) in dezimale Teile desselben ist sehr erfreulich; denn es ist gewiss nur eine Frage der Zeit, dass die dezimale Teilung wenigstens des Grades allgemein zur Einführung gelangen wird. Die Tafeln des zweiten Teiles dienen zur Ermittelung der wahren Anomalie aus der Zeit und umgekehrt in elliptischen, parabolischen und hyperbolischen Bahnen. Dabei ist zu bemerken, dass auch für die Lösung der Keplerschen Gleichung die graphische Methode mit aufgenommen und durch Beigabe eines entsprechenden Linienskelettes ermöglicht ist. Die Tafeln zur Lösung der Eulerschen und der Lambertschen Gleichungen, sowie die übrigen Tafeln, welche bei der Berechnung erster Bahnen cölestischer Körper gebraucht werden, sind im dritten Abschnitte zusammengestellt. — Der vierte enthält die Tafeln für die Berechnung spezieller Störungen und diejenigen, welche bei späteren Bahnverbesserungen nötig sind. — Im fünften Teile giebt der Verfasser die für die Reduktion sowohl der Bahnelemente, als auch einzelner Sternkoordinaten von einem Äquinoktium auf ein anderes nötigen Konstanten der Präzession, Nutation, Aberration und Parallaxe. Diese Tafeln enthalten zwar auch alle Lehrbücher, aber hier sind dieselben für lange Zeiträume gültig in sehr übersichtlicher Weise besonders gegeben. Diesen Daten liegen überall die Konstanten zu Grunde, welche von der Pariser Konferenz im Jahre 1895 als allgemein anzuwendende festgesetzt wurden (es sind meist die von S. Newcomb abgeleiteten). Endlich enthält der sechste Teil wieder eine Anzahl von Tafeln, die nicht nur für den Astronomen von Bedeutung sind, sondern welche auch bei anderen Rechnungen häufig Anwendung finden. Es gehören dahin die Tafeln der Interpolationskoeffizienten, diejenigen zur mechanischen Differentiation, eine Tafel der Wahrscheinlichkeitsfunktion

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-t^2}\,dt$$

und eine solche für den Ausdruck $x - \sin x$. Dazu kommen Zusammenstellungen astronomischer, mathematischer und geodätischer Konstanten und schliesslich sind noch die Elemente der grossen Planeten und speziell deren Massen nach den besten Bestimmungen gegeben und die von den letzteren abhängenden Faktoren, welche bei Störungsrechnungen von Nutzen sind.

L. Ambronn.

(Eingegangen 21. März 1904.)

Ernst Abbe: Gesammelte Abhandlungen. 1 Bd. Abhandlungen über die Theorie des Mikroskops. 8⁰. VIII u. 486 S. mit 2 Tafeln u. 29 Fig. im Text u. 1 Porträt des Verfassers. Jena, Gustav Fischer. 1904. M. 9.—, gebdn. M. 10.—.

Dieses nicht vom Verfasser selbst, sondern von Professor Ambronn herausgegebene, von Czapski bevorwortete Werk enthält die Abhandlungen über die Theorie des Mikroskops. Weitere Bände sollen die noch nicht eigentlich veröffentlichten Beiträge zur Mikroskopie, die auf andere wissenschaftliche Gegenstände bezüglichen Arbeiten und zuletzt die Ansprachen, Vorträge und Reden mehr volkswirtschaftlichen oder sozialpolitischen Inhalts bringen. Von den 22 Abhandlungen des ersten Bandes nun betreffen die Nummern 2, 7, 11, 14, 19 allgemein

optische Theorien, 3, 15, 16, 17, 18, 21 die Theorie des Mikroskops, 6, 9, 10, 20, 22 die Verbesserung des Mikroskops, 4 Haupt- und 1, 5, 8, 12, 13 Nebenapparate bezw. Methoden. Über die Bedeutung derselben etwas zu sagen, hiesse Eulen nach Athen tragen. Sie haben in erster Linie ein richtiges Verständnis der optischen Instrumente, insbesondere des Mikroskops, mit anbahnen helfen und sind von unvergänglichem Wert. Wenn auch die Vorrede meint, als „Gelegenheitsschriften" vermöchten sie kein Bild „des geistigen Schaffens" des Verfassers zu geben, so gilt doch auch hier: ex ungue leonem. Dem Kenner bietet die Darstellungsweise Abbes hohen Genuss. Der Band bildet einen wichtigen und reichen Abschnitt der Geschichte der Optik und lädt den Leser ein, an der „Quelle zu schöpfen". Abbe war nicht von Anfang an reiner Beugungstheoretiker. S. 81 in „Beiträge zur Theorie des Mikroskops" findet man die wichtige Anmerkung: „Der . . . Unterschied zwischen „Absorptionsbild" und . . . „Beugungsbild" ist von Abbe später fallen gelassen worden." Meine Überzeugung lässt mich aussprechen, dass auch das letzte Glied der Entwicklung kommen und nicht allein Erklärung und Benutzung, sondern auch die Erzeugung der optischen Instrumente nach beugungstheoretischen Gesichtspunkten erfolgen wird.

(Eingegangen 7. April 1904.)

S. J. Barnett, Elements of Electromagnetic Theory. (Elemente der elektromagnetischen Theorie.) New-York, The Macmillan Company. 1903.

Der Zweck des vorliegenden Buches, eines Bandes von 472 Textseiten, dürfte wohl am besten aus folgenden Worten der Vorrede ersichtlich werden: „Ich habe versucht, in dieser Abhandlung in systematischer und fest umschriebener Form eine einfache, strenge und vollkommen moderne Einleitung in die grundlegenden Prinzipien der elektromagnetischen Theorie zu bieten, zugleich mit einigen einfacheren ihrer interessantesten aussertechnischen Anwendungen. Das Werk macht keinen Anspruch auf Vollständigkeit; es ist vielmehr für den ernsten Studierenden der Physik geschrieben, der — je nachdem es die Gelegenheit erfordert — ausgiebigen Gebrauch von ausführlicheren Werken, Handbüchern und Zeitschriften machen wird." — Der Verfasser wird seinen Zweck, wie ich glaube, vollauf erreichen. Das Werk berücksichtigt in ausgedehntestem Masse den heutigen Stand unserer Anschauungen über die in Frage stehende Materie: die Theorie der Ionen und der Elektronen, sowie die der elektrischen Schwingungen finden beispielsweise eingehende Behandlung. Die heute gebräuchlichen Messinstrumente werden beschrieben und ihre Theorie entwickelt. Der Verfasser legt besonderen Nachdruck auf Analogien zu mechanischen und elastischen Erscheinungen und trägt so zur Erleichterung des Verständnisses durch Veranschaulichung bei. Ausgiebiger Gebrauch wird von der Vektorenrechnung gemacht und der graphischen Darstellung — ich erwähne nur die zahlreichen Maxwellschen Diagramme — wird ein weiter Raum gewährt. Die Darstellung ist durchweg eine elegante. Sehr hübsch ist die Zusammenstellung der Dimensionen für die elektromagnetischen Einheiten in den verschiedenen Masssystemen, wie sie sich in übersichtlicher tabellarischer Form auf Seite 419 des Buches findet. Durch ausführliche Litteraturnachweise wird der Leser zu weiterem Quellenstudium geführt und ihm dasselbe erleichtert. — Ich möchte nicht versäumen, auf den mustergültigen Druck, sowohl des Textes als auch der zahlreichen Figuren, hinzuweisen. Einige vorhandene Druckfehler dürften bei einer Neuauflage des Buches unschwer vermieden werden. — Das Studium dieses Werkes dürfte sich trotz des fremdsprachlichen Textes auch für den deutschen Physiker, besonders für den Theoretiker, wohl als lohnend erweisen.

Max Iklé.

(Eingegangen 17. April 1904.)

H. Chipart, La théorie gyrostatique de la lumière. (Die gyrostatische Theorie des Lichtes.) 8⁰. 192 S. Paris. 1904.

Die elastische Theorie nimmt an, dass der Äther zwar Verschiebungen dehnender oder gleitender Art, nicht aber Umdrehungen Widerstand leiste; die gyrostatische das Gegenteil. Während erstere die potentielle Energie als Funktion von nur 6 statt 9 Grössen betrachtet und deshalb bei der Anwendung vielfach auf Schwierigkeiten stösst, vermag letztere, allgemeinere, den bisher vergeblich gesuchten Mechanismus der Transversalität aufzudecken. In ihren Anfängen bis auf Mac Cullagh (1839) zurückreichend, wurde sie 1890 von Lord Kelvin aufs neue angekündigt. Es ergeben sich aus ihr zwei Möglichkeiten: entweder die potentielle oder die kinetische Energie ist isotrop — wie das Gesetz vom optischen Ellipsoid zeigt — und der Koeffizient der isotropen Funktion ist für alle Medien konstant (Brechungs- und Reflexionsgesetz). Der Verfasser entscheidet sich mit Mac Cullagh für die Konstanz der kinetischen Energie. Die Verfolgung nun der Anwendung dieser Theorie auf die optischen Probleme würde ein eingehendes Studium dieses — scheint es — höchst beachtenswerten Buches erfordern; hierzu fehlt mir leider die Zeit.

Kapitel 1 behandelt die Bezeichnungen, die Symmetrie der krystallinischen Medien und das kinematische Studium ihrer Deformationen, ferner die Fundamentalhypothese von Green und die hieraus folgenden Gleichungen der analytischen Mechanik. Kap. 2 betrifft das Fortschreiten im gyrostatischen unendlichen Medium, analytisch und geometrisch (nach dem Prinzip von Hamilton; die Bewegungsgleichungen sind linear und haben konstante Koeffizienten). Kapitel 3 behandelt Reflexion, Refraktion und Dispersion sowie das Problem der einstrahligen Brechung von Mac Cullagh (statt ordentlicher und ausserordentlicher nur ein Strahl). Kapitel 4 betrifft die Bestätigung der Greenschen Gleichung durch die Fortpflanzung im unendlichen Mittel sowie der Bedingung der Transversalität als Folgerung aus dem Ausdruck für das Potential unter der Annahme der Kontinuität der Drucke und der Stabilität des Gleichgewichts. Kap. 5 behandelt die für die optischen Medien charakteristischen invarianten Oberflächen (optisches Ellipsoid) und deren Anwendung auf einige Erscheinungen, insbesondere die normale Dispersion in Krystallen. Zum Schluss sei mir eine Bemerkung gestattet: Man sollte hoffen, die Gesetze des Kreisels sowie überhaupt die physikalischen Grundgesetze auf eine möglichst einfache Konstitution des Äthers zurückführen zu können. Statt dessen werden dem Äther die gleichen Eigenschaften beigelegt, welche wir an den grossen Massen wahrnehmen. Schliesslich wird jedes einzelne Ätheratom schon eine komplizierte Maschine und Zirkelschlüssen Tür und Tor geöffnet. Mir will diese Entwicklung der Forschung nicht behagen.

Karl Strehl.

(Eingegangen 7. April 1904.)

L. A. Bauer, Die totale magnetische Energie der Erde. Terr. Magn. 8, 97—111. 1904.

Die säkulare Variation des Erdmagnetismus kann durch zwei Ursachen hervorgerufen sein, die sowohl getrennt, als vereint wirksam sein können: durch Änderungen des magnetischen Momentes und durch Verlagerung des magnetischen Systems in der Erde. Während im letzteren Falle die Energie des gesamten magnetischen Erdfeldes konstant bleibt, verlangt erstere Ursache eine entsprechende Änderung derselben. Das Verhalten dieser Grösse ist also von entscheidender Bedeutung.

Zur Berechnung eröffnen sich zwei Wege; einmal jener aus dem rechtwinkligen Komponenten direkt, das andere Mal unter der Annahme der Existenz eines Potentiales aus diesem und der Vertikalkomponente allein. Beide Wege sind eingeschlagen worden und ergeben dieselben Resultate; der zweite Weg ist der rechnerisch einfachere. Das Material bilden die harmonischen Koeffizienten der verschiedenen Kugelfunktionsentwicklungen, die wir besitzen.

Das Ergebnis veranschaulicht am besten folgende Übersicht:

	Epoche	Energie / R^3	nach Potentialberechnung von
	1829	0,03607	Erman-Petersen
	1842,5	3637	Adams
	1842,5	3659	Fritsche
	1880	3538	Adams
	1885	3525	Fritsche
	1885	3519	Neumayer
	1885	3548	Schmidt
Mittel	1838	0,03635	46 Jahre =
	1884	3532	—0,00103.

Danach ergäbe sich eine Abnahme von 2,88 Proz., die überwiegend durch die Veränderungen des ersten harmonischen Gliedes gegeben ist. Verf. betont jedoch mit Recht, dass ein sicherer Schluss hieraus nicht gezogen werden darf, es bedarf hier erst einer kritischen Durchsicht der alten Koeffizientenwerte, am besten wäre eine neue Berechnung auf Grund unseres heutigen Beobachtungsmaterials, die denn der Verf. auch vornehmen will.

Von Interesse ist nun aber besonders die quantitative Vergleichung der Energie der magnetischen und der schweren Erde. Verf. berechnet, dass die Energie der Schwere in einem Oberflächenstück von 0,16 qmm gleich ist der magnetischen Energie über die ganze Erde, nämlich gleich 9×10^{24} Erg. A. Nippoldt.

(Eingegangen 2. Mai 1904.)

Harald Schütz, Die Fortschritte der technischen Physik in Deutschland seit dem Regierungsantritt Kaiser Wilhelms II. Rede. gr. 8. 16 S. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1904. Mark —,50.

Das Heft enthält eine Rede, die, zu Kaisers Geburtstag gehalten, einen Überblick über die wichtigeren Neuerungen in Physik und Technik geben soll. Das zu besprechende Gebiet ist in technische Mechanik, Akustik, Wärmelehre und Optik sowie Magneto- und Elektrotechnik eingeteilt. Die angeführten Neuerungen sind zum Teil etwas künstlich nach dieser Einteilung eingereiht. Die Rede schliesst, entsprechend ihrer Bestimmung, mit einer Huldigung an Kaiser Wilhelm II. H. Hort.

(Eingegangen 6. Mai 1904.)

Otto Marr, Die neueren Kraftmaschinen, ihre Kosten und ihre Verwendung. Für Betriebsleiter, Fabrikanten etc. sowie zum Handgebrauch von Ingenieuren und Architekten. gr. 8. III u. 66 S. München, R. Oldenbourg. 1904. Mark 3,—.

Das Buch, von einem Praktiker für die Praxis geschrieben, giebt in eingehenden und leicht verständlichen Tabellen auch dem Nichtfachmann Gelegenheit, sich über den Wettstreit zwischen Heissdampf-Kolbenmaschinen und -Turbinen (beide eventuell verstärkt durch Abwärmemaschinen) und den Gasmaschinen zu unterrichten. Ferner ermöglicht es das Buch Interessenten, sich überschlägig selbst ein Urteil über die für ihre Betriebe (— hauptsächlich sind kleine und mittlere Betriebe vorgesehen —) empfehlenswerten Maschinen nach Grösse, Anlage- und Betriebskosten zu bilden. H. Hort.

(Eingegangen 6. Mai 1904.)

Bernh. Neumann, Die Metalle. Geschichte, Vorkommen und Gewinnung nebst ausführlicher Produktions- und Preisstatistik. gr. 8. VIII und 421 S. mit zahlreichen Tabellen und 26 farbigen Tafeln. Halle, Wilh. Knapp. 1904. Mark 16.—.

Das Buch ist eine vom „Verein zur Beförderung des Gewerbefleisses" preisgekrönte Arbeit. In volkstümlicher Weise gibt es eine Geschichte der Erzverarbeitung von den ältesten Zeiten bis zur Jetztzeit und damit ein gut Teil Kulturgeschichte fast aller Völker der Erde. Namentlich in dieser Beziehung ist die reichhaltige Arbeit als besonders wertvoll anzusehen. Die häufige Anführung der Quellen aus den klassischen Geschichtschreibern, interessant für jeden Altphilologen, zeigt uns, dass auch in Bezug auf die Metallgewinnung „alles schon einmal dagewesen ist". Die statistischen Tabellen und farbig ausgeführten Tafeln über Produktion und Preis der Metalle innerhalb der letzten 50 Jahre sind entsprechend den Anforderungen unseres Zeitalters der Statistik ausführlich und klar angelegt. Die wissenschaftliche Seite der Metallgewinnung fehlt vollständig.

H. Hort.

(Eingegangen 6. Mai 1904.)

Bernh. Neumann, Tafeln zur Metallstatistik. gr. 8. Tafel I—III: Gold-Kupfer-Eisen. In Farbendruck. Mit Erläuterungen. Halle, Wilh. Knapp. 1904. Mark 7,50 (einzelne Tafeln Mark 3,—).

Zu dem Buch von Neumann, Die Metalle, Geschichte, Vorkommen und Gewinnung, erscheinen die statistischen Produktions- und Preistafeln in Wandkartenformat. Ihre Verwendung ist gedacht in erster Linie für Lehrzwecke auf technischen Hochschulen und Bergakademien, sowie in Gewerbe- und Handelsschulen. H. Hort.

(Eingegangen 6. Mai 1904.)

Stolze, F., Optik für Photographen. Unter besonderer Berücksichtigung des photographischen Fachunterrichtes. (Encyklopädie der Photographie. Heft 49.) Mit 107 in den Text gedruckten Abbildungen. 8. XII u. 172 S. Halle a. S. Wilhelm Knapp. 1904. M. 4,—.

In durchaus elementarer Weise behandelt das vorliegende Werkchen die Optik der Linsensysteme und die Grundlagen der allgemeinen Optik, soweit dieselben für den Photographen von Wichtigkeit sind. Die Darstellung ist sachgemäss und klar. E. Bose.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

O. D. Chwolson, Lehrbuch der Physik. 2. Band: Lehre vom Schall (Akustik). — Lehre von der strahlenden Energie. Übersetzt von H. Pflaum. gr. 8. XXII u. 1056 S. Mit 658 Abbildungen und 3 Stereoskopbildern. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1904. M. 18,—, gebunden M. 20,—.

Das Verdienst, zur Übersetzung dieses ausgezeichneten Lehrbuches aus dem Russischen ins Deutsche angeregt zu haben, gebührt, zum mindesten zum Teil, Ostwald. Und in der That ist diese Anregung ein Verdienst zu nennen, denn, wie der vorliegende Band zeigt, ist das Chwolsonsche Lehrbuch so eigenartig und in jeder Hinsicht modern geschrieben, dass es den besten deutschen Lehrbüchern an die Seite gestellt zu werden verdient. Nicht nur sind die neuesten Errungenschaften der Wissenschaft schon wohl eingeordnet, so die Sichtbarmachung ultramikroskopischer Teilchen, die Anwendung der Interferenzen an planparallelen Platten zur Auflösung der feinsten Spektrallinien und vieles andere, es ist auch manches andere in so eigenartiger und anregender Weise dargestellt, dass es ganz besonderes Interesse erweckt, hierfür ist besonders die Akustik charakteristisch. Klarheit der Sprache und eine Fülle ausgezeichneter Figuren machen die Lektüre besonders fesselnd. Viel Wert gelegt ist auch auf Hervorhebung geschichtlicher Details. Am Ende eines jeden Abschnittes findet sich eine kurze Zusammenstellung der wichtigsten Litteratur. Das Werk, dessen dritter Band schon unter der Presse ist, wird im ganzen einen Umfang erhalten, wie Wüllners grosses Lehrbuch der Experimentalphysik und da nach den Besprechungen über die schon lange vollständig vorliegende russische Ausgabe das ganze Werk dem vorliegenden zweiten Bande ebenbürtig zu sein scheint, so kann Chwolsons Werk nur in jeder Beziehung warm empfohlen werden.

E. Bose.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

Andrew Gray, Lehrbuch der Physik. Autorisierte deutsche Ausgabe von Prof. Dr. Felix Auerbach. gr. 8. I. Band. Allgemeine und spezielle Mechanik. XXIV u. 838 S. mit 400 Abbildungen. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1904. M. 20,—, geb. M. 21,—.

Die meisten Physiker werden sicherlich beim Erscheinen dieses neuen Lehrbuchs der Physik ihre Verwunderung darüber ausgedrückt haben, dass die Verlagsbuchhandlung von F. Vieweg schon wieder ein ausführliches Lehrbuch der Physik auf den deutschen Büchermarkt bringt. Neben den „Wüllner" und „Müller-Pouillet-Pfaundler, die bisher wohl am meisten gelesen wurden, sind im Erscheinen begriffen, das Handbuch von Winkelmann, das ausführliche Lehrbuch von Chwolson und jetzt kommt noch dazu das vorliegende. Es könnte scheinen, als ob der Markt mit derartigen Büchern überschwemmt würde, und doch möchte der Referent das Graysche nicht missen. Es gewährt zunächst einen Einblick in die oft eigenartige Behandlung der Physik in dem Land, dem sie einen grossen Teil ihrer Fortschritte verdankt. Demgemäss weicht die Darstellung, die Auswahl des Stoffes, das Verhältnis zwischen Erfahrung und Theorie und manches andere von dem bei uns üblichen ab. So enthält der Band I eine Reihe von Problemen, welche in deutschen grösseren Lehrbüchern meist fehlen, z. B. die Kinematik und Geometrie der Bewegung, die graphische Statik, das Gleichgewicht und die Bewegung einer Kette, die Gezeiten u. s. w., wobei viele interessante Fragen aus dem täglichen Leben, der Technik und Geophysik erörtert werden. Das Buch vereinigt ferner zwei Eigenschaften, deren Verschmelzung dem Verfasser, dem Nachfolger des grossen Lord Kelvin auf den Glasgower Lehrstuhl, trefflich gelungen ist. Das Buch beginnt nämlich mit den elementarsten Dingen in breitester, für den Lernenden geeignetster Darstellung und es steigt trotzdem zu den höchsten Höhen hinauf, wobei aber stets nur die einfachsten Lehrsätze der Infinitesimalrechnung benutzt werden. Ich glaube, dass das Buch gerade wegen der Einfachheit und Ausführlichkeit der mathematischen Beweise, und der steten Anwendung der so erhaltenen Resultate auf Probleme des täglichen Lebens für den Anfänger das beste Mittel ist, um ihn in die theoretische Physik einzuführen.

Wie in allen anderen Gebieten, so ist auch bei den ausführlichen Lehrbüchern der Physik eine Arbeitsteilung eingetreten. Der Müller-Pouillet stellt den Versuch an die Spitze und mathematische Beweise treten ganz in den Hintergrund. Die Lehrbücher von Wüllner und Chwolson stehen, was die Anforderungen an die mathematischen Kenntnisse des Lesers anbetrifft, auf einer etwas höheren Stufe, trotzdem sind beide Lehrbücher der Experimentalphysik. Bei dem vorliegenden Buch von Gray treten der Versuch und die daraus sich ableitenden Beziehungen mehr in den Hintergrund, dagegen wird der Hauptnachdruck auf die Prinzipien und die daraus auf mathematischem Wege gewonnenen Resultate gelegt, wobei aber die Darstellung stets für den Anfänger berechnet bleibt. Wie schon erwähnt, ist das Buch als Einführung in die mathematische Behandlung naturwissenschaftlicher Probleme trefflich geeignet; für den Anfänger wäre allerdings zu wünschen, dass manche allzu spezifisch englische Abschnitte nicht einfach übersetzt, sondern umgearbeitet wären. G. C. Schmidt.

(Eingegangen 5. Juli 1904.)

Berichtigung.

In der Mitteilung von Guggenheimer, diese Zeitschrift 1904 No. 14 muss es S. 399 Z. 8 v. o. statt „starke Körper" selbstverständlich „feste Körper" heissen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierten sich: Dr. F. Harms für Physik, Dr. Pauly für Chemie, beide in Würzburg.

Berufungen: Prof. Dr. K. Runge für angewandte Mathematik von Hannover nach Göttingen. Prof. E. Wichert für Physik von Göttingen nach Königsberg. Prof. P. Curie auf einen für ihn neu gegründeten Lehrstuhl für Physik an der Pariser Universität.

Es erhielt: Prof. Simon, Göttingen 5000 Mark für Forschungen auf dem Gebiete der Elektrotechnik von der deutschen Gesellschaft für Industrie. Prof. Dewar in London 24000 Mark für Untersuchungen über das Verhalten von Stahl und Legierungen bei tiefen Temperaturen von Andrew Carnegie.

Es starb: Prof. Dr. F. Eisenlohr (Mathematik) in Heidelberg.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 17. 1. September 1904. 5. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 18 am 31. August 1904.

INHALT:

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Wanderung von Metallionen im Glimmstrom in freier Luft; Demonstrationsversuche.

Von E. Riecke und J. Stark.

Von mehreren Beobachtern[1]) sind Versuche über elektrischen Massentransport im Glimmstrom oder im Lichtbogen beschrieben worden; nach H. Kayser sind allerdings diese Versuche für eine Elektrolyse in Gasen nicht beweiskräftig. Ein elektrischer Massentransport im Glimmstrom lässt sich indes mit Hilfe folgender Versuche sicher und anschaulich demonstrieren.

Zwei Kupferstifte von 4 mm Durchmesser wurden mit den Polen einer Akkumulatorenbatterie von 3600 Volt Spannung verbunden. Es entstand bei einem Elektrodenabstand von 1—2 cm Glimmstrom, unter Umständen auch Lichtbogen in freier Luft. In diesen wurden Perlen von $LiCl$, $NaCl$, KCl, $CaCl$[2]) mittels eines isoliert gehaltenen Platindrahtes an verschiedenen Stellen eingeführt. Den Gegenstand der Beobachtung bildete die Verteilung der durch die Metalle erzeugten Färbung in dem Glimmstrom. Die wesentlichen Resultate sind im folgenden zusammengestellt.

1. Die Kupferelektroden wurden einander in einem Abstande von 1—2 cm horizontal gegenübergestellt. Der von leuchtenden Dämpfen erfüllte Raum hat die Form eines Dreieckes, dessen Spitze nach der heisseren Kathode verschoben ist (Fig. 1). Wird nun $LiCl$ gerade in der Nähe der Kathode in den Glimmstrom

Fig. 1.

eingeführt, so beschränkt sich die rote Färbung des Li auf einen kleinen Bezirk in der Nähe der Kathode. Bringt man die Perle in die Nähe der Anode, so wird das Li durch den ganzen Glimmstrom hindurch, der aufsteigenden Bewegung des Gases entgegen, nach der Kathode transportiert (Fig. 2). Ganz ebenso verhält sich eine Perle von $NaCl$.

Fig. 2.

2. Die Elektroden wurden in einer vertikalen Linie in einem Abstande von 2 cm einander gegenübergestellt. Die $Li\,Cl$-Perle wurde oben in die Lichtsäule eingeführt. Lag die Kathode oben, so bildete sich um die Perle herum infolge der Verdampfung eine Wolke von roter Färbung; der ganze untere Teil der Licht-

1) A. Cazin, L'Institut **4**, 154, 1876; E. Warburg, Wied. Ann. **40**, 5, 1890; E. C. Baly, Phil. Mag. **35**, 200—204, 1893; C. W. Baldwin, Phys. Rev. **3**, 370, 1897; J. J. Thomson, Proc. Roy. Soc. **58**, 244, 1895; A. L. Foley, Phys. Rev. **5**, 129, 1897; A. Garbasso, Arch. scienc. **11**, 282, 1901.

2) H. Kayser, Handbuch der Spectroscopie, Leipzig, S. Hirzel, **1**, 162—165, 197—203 **2**, 173—177, 1902.

säule aber blieb farblos (Fig. 3). War dagegen die Kathode unten, so ging die rote Färbung der sehr lebhaften Strömung der heissen Gase entgegen bis zu der Kathode, und diese belud sich mit *Li* (Fig. 4).

Solange keine *Li Cl*-Perle in die Lichtsäule eingeführt wurde, betrug die Spannung 1300 Volt, die Stromstärke 50 Milliampère. Bei Einführung der Perle sank die Spannung um etwa 400 Volt. Diese Erniedrigung hat ihren Grund

Fig. 3. Fig. 4.

ohne Zweifel in der leichten Ionisierung des neutralen aus der Perle entwickelten *Li*-Dampfes.

Versuche mit *KCl* und mit $CaCl_2$-Perlen gaben ähnliche Resultate. Bei *KCl* wurde eine Spannungserniedrigung von etwa 670 Volt, bei $CaCl_2$ eine solche von 320 Volt beobachtet.

3. Werden die Perlen in der Reihe der unteren Elektroden in die vertikal gestellte Lichtsäule eingeführt, so gewinnt der vertikal aufsteigende Gasstrom einen grösseren Einfluss auf die Erscheinung der Verhältnisse der Färbung, für die beiden Lagen der Elektroden sind dieselben wie früher, fallen aber weniger ins Auge. Die Spannungserniedrigung ist grösser, sie betrug bei *Li Cl* beispielsweise 640 Volt. Der Grund liegt darin, dass durch den aufsteigenden Gasstrom die Lichtsäule bei grösserer Ausdehnung mit neutralem *Li*-Dampfe erfüllt wird.

4. Die Thatsache, dass die charakteristische Färbung dem Wege der positiven Metallionen folge, giebt eine Stütze für die von dem einen von uns herrührende Ansicht[1]), dass die positiven Atome immer die Träger der Linienspektren sind.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **14**, 506, 1904.

Göttingen, Juli 1904.

(Eingegangen 4. August 1904.)

Über die von Radium ausgesandte Emanation.[1])

Von J. A. Mc Clelland.

Die α-Strahlen des Radiums bestehen erwiesenermassen aus positiv geladenen Partikeln, welche sich mit grosser Geschwindigkeit bewegen; dabei ist die Masse eines Teilchens derjenigen eines Wasserstoffatoms vergleichbar. Die β-Strahlen bestehen, wie gleichfalls gezeigt worden ist, aus geladenen Teilchen, welche sich mit grosser Geschwindigkeit bewegen, doch ist in diesem Falle die Ladung negativ und die Masse der Partikeln sehr klein, selbst im Vergleich zu derjenigen des Wasserstoffatoms.

Über die γ-Strahlen ist bis jetzt wenig bekannt, ausser dass sie eine sehr grosse Durchdringungsfähigkeit besitzen.

Die von Radium erzeugte Emanation ist vielfach untersucht worden, und man kennt viele ihrer Eigenschaften; indessen erscheint die Frage noch nicht völlig gelöst, ob die Emanationspartikeln geladen sind oder nicht; es ist aber wichtig, über diesen Punkt Gewissheit zu haben, wenn man sich eine Vorstellung darüber bilden will, in welcher Weise das Radiumatom zerfällt. Es ist der Zweck der vorliegenden Arbeit, mit möglichster Genauigkeit zu untersuchen, ob die Emanation eine elektrische Ladung trägt oder nicht. Eine Arbeit Rutherfords weist darauf hin, dass sie nicht geladen ist; ich habe es indessen für ratsam gehalten, die Frage direkt zu untersuchen, da Rutherfords Arbeit in Bezug auf diesen Punkt nicht entscheidend ist.

Rutherford hat Emanation lange Zeit hindurch in geschlossenen Gefässen und unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes gehalten. In diesem Falle musste man erwarten, dass die Emanation, falls sie geladen wäre, an die eine oder die andere Elektrode getrieben wurde, und der Umstand, dass dies nicht eintritt, weist darauf hin, dass sie nicht geladen sei. Wenn indessen die mit der elektrischen Ladung wandernde Masse im Vergleich zu der Ladung gross wäre, so würde die Bewegung unter dem Einfluss einer elektrischen Kraft sehr langsam sein, und die Emanation würde sich nicht zu den Elektroden bewegen.

Beschreibung des Apparates.

Fünf Milligramm Radiumbromid in Wasser gelöst, sind in einem kleinen Gefäss *R* enthalten, welches von einem Stück dünnen Papiers bedeckt wird, durch das die Emanation leicht hindurchgeht. Das Gefäss *R* wird unter eine grosse luftdicht schliessende Glocke *A* gestellt. Eine zweite grosse luftdicht schliessende Glocke *B* ist in der Weise angeschlossen, wie es die Figur zeigt. *C* ist ein mit Glaswolle gefülltes Gefäss und *D* ist ein cylindrisches Metallgefäss, welches auf Paraffinklötzen ruht und mit einem Paraffinstopfen verschlossen ist, in welchem der Metallstab *T* befestigt ist. Das Glasrohr *F* taucht in Quecksilber und wirkt als Manometer, um den Druck

1) Scientific Transactions of the Royal Dublin Society (2), **8**, 89—94, 1904.

anzuzeigen, wenn D teilweise ausgepumpt ist. Das Auspumpen erfolgt durch eine bei G befindliche Pumpe. Die Buchstaben t_1, t_2 und t_3 bezeichnen Hähne, durch welche die Röhren an den bezeichneten Stellen geschlossen werden können. E ist ein Quadrant-Elektrometer, dessen eines Quadrantenpaar dauernd an Erde liegt, während das andere Paar mit einem Quecksilbernapf b in einem Paraffinblock in Verbindung steht. Der Napf b wird mit einem geerdeten Napf a in Verbindung gehalten, ausser wenn eine Beobachtung gemacht werden soll; alsdann wird das Verbindungsstück entfernt durch einen Schnurlauf, welcher aus einer genügend grossen Entfernung betätigt wird, um Störungen des Elektrometers durch Induktionswirkungen auszuschliessen. Die Quecksilbernäpfe b und c im gleichen Paraffinblock sind mit D und T verbunden, während ein vierter Napf d verbunden ist mit dem einen Pole einer Batterie kleiner Akkumulatoren, deren anderer Pol zur Erde geleitet ist. Das Gefäss D ist gegen elektrische Störungen von aussen durch eine geerdete leitende Hülle geschützt, welche in der Figur nicht mitgezeichnet ist.

Methode der Untersuchung.

Die Radiumemanation geht leicht durch das dünne Blatt Papier, welches das Gefäss R bedeckt; A enthält daher, nachdem es eine kurze Zeit hindurch geschlossen geblieben ist, eine grosse Menge Emanation. Der Hahn t_2 wird geschlossen und die Gefässe B, C und D teilweise ausgepumpt bis zu irgendeinem gewünschten Druck; dann wird t_3 geschlossen, und t_1 und t_2 werden geöffnet, so wird das Gefäss B mit Luft gefüllt, welches Radiumemanation enthält; darauf werden t_1 und t_2 wieder geschlossen. Während die Quecksilbernäpfe b und c miteinander in Verbindung stehen, wird das Verbindungsstück zwischen a und b entfernt; dann lässt man durch Öffnen des Hahnes t_3 die Emanation in D einströmen. Trägt diese Emanation eine Ladung, so wird dieselbe angezeigt werden durch eine Ablenkung des Lichtzeigers des Elektrometers. Die Glaswolle im Gefäss C hält Staubteilchen zurück, welche durch Reibung elektrisch werden und eine Ablenkung hervorbringen könnten. Die Glaswolle hält auch die Ionen zurück, welche durch die von der Radiumemanation ausgehende Strahlung erzeugt worden sind. Da das ionisierte Gas einige Zeitlang in B und dem zu C führenden Rohr gewesen ist, würde eine Tendenz dahin vorhanden sein, dass mehr negative als positive Ionen durch Diffusion nach den Wandungen verloren gehen; der Überschuss an positiven Ionen würde also eine Ablenkung hervorrufen, wenn dieselben in das Gefäss D eingelassen werden würden.

Um zu prüfen, ob die so in D eingelassene Luft Emanation mit sich geführt hat oder nicht, und in welchem Betrage, wird der Ionisierungsstrom zwischen T und D unmittelbar nach dem Einlassen des Gases in D gemessen. Zu diesem Zweck löst man die Verbindung zwischen c und b und verbindet c mit d. Dadurch wird die Elektrode T auf hohem Potential gehalten, und da die Luft in D durch Strahlung von der Emanation ionisiert erhalten wird, so wird das Gefäss D allmählich geladen werden, und der Betrag der Ladung wird gemessen durch die Bewegung des Lichtzeigers, wenn die Verbindung zwischen a und b unterbrochen wird.

Bevor die Emanation eingelassen wird, geht nur ein sehr schwacher Strom nach D über, wenn T mit der Akkumulatorenbatterie verbunden ist. Dieser geringe Strom rührt von der schwachen Ionisierung her, welche stets in der Atmosphärenluft vorhanden ist.

Wir messen somit durch einen Versuch die von der Emanation etwa mitgeführte Ladung, (falls eine solche überhaupt vorhanden ist), und durch einen zweiten Versuch messen wir die ionisierende Kraft dieser Emanation.

Die Beobachtungen.

Wir wollen nun die Zahlen anführen, die wir bei einem Versuch erhalten haben, welcher einer grossen Zahl anderer ausgeführter Versuche ähnlich verlaufen ist.

Die Kapazität des Elektrometers und der nötigen Verbindungen, mit Einschluss des Gefässes D, betrug 131 elektrostatische Einheiten oder 0,000 145 Mikrofarad, und das Elektrometer gab einen Ausschlag von 60 Skalenteilen für eine Potentialdifferenz von 1 Volt zwischen seinen Quadranten.

Das Einlassen der Radiumemanation brachte einen Ausschlag von nur 4 Skalenteilen hervor.

Der Ionisierungsstrom nach D wurde dann in der oben beschriebenen Weise gemessen, unmittelbar, nachdem die Emanation eingelassen

worden war. Um die Bewegung des Lichtzeigers hinreichend zu reduzieren, wurde mit dem Elektrometer eine Kapazität von 0,1 Mikrofarad verbunden, und die Ablenkung betrug alsdann 100 Skalenteile in 47 Sekunden.

Das Einlassen der emanationshaltigen Luft in das Gefäss D erzeugte, wie festgestellt, einen kleinen Ausschlag von 4 Skalenteilen. Es waren Vorversuche angestellt worden, um zu sehen, ob ein Ausschlag hervorgerufen würde, wenn eine gleiche Menge emanationsfreier Luft in derselben Weise eingelassen wurde. Es fand sich, dass ein kleiner Ausschlag hervorgebracht wurde, welcher wahrscheinlich von irgendwelchem Reibungseffekt herrührt; dieser Ausschlag schwankte bei den verschiedenen Versuchen zwischen 0 und 5 Skalenteilen und erfolgte immer im gleichen Sinne. Die Richtung des Ausschlages von 4 Skalenteilen, welcher erhalten wurde, wenn die Luft Emanation enthielt, war die gleiche, wie die des ohne Emanation enthaltenen.

Nicht nur auf Grund dieses speziellen Versuches, sondern auch auf Grund mehrerer anderer kann man mit Sicherheit sagen, dass die Emanation keine Ladung mit sich führte, welche hinreichend gewesen wäre, eine Ablenkung von mehr als 1 Skalenteil hervorzubringen.

Der Versuch wies also keinerlei Ladung auf der Emanation nach; indessen ist es wichtig, zu berechnen, ob die Emanation geladen sein könnte und die Ladung von geringerem Betrage sein, als dass sie durch den oben beschriebenen Versuch nachgewiesen werden könnte, oder ob das nicht der Fall sein könnte.

Wir wollen die Annahme machen, dass jedes Emanationsteilchen eine Ladung habe gleich derjenigen, welche von einem Gasion geführt wird; wir haben keinen Fall einer Ladung von geringerem Betrage als diese, so dass also, falls die Emanation geladen ist, ihre Ladung aller Wahrscheinlichkeit nach zum mindesten gleich derjenigen eines Gasions ist und grösser sein kann. Wir wollen diese Ladung in elektromagnetischen Einheiten mit e bezeichnen.

Die Kapazität des Elektrometers und der Zuleitungen war 0,000 145 Mikrofarad, und ein Skalenteil entspricht einer Potentialdifferenz von $^1/_{60}$ Volt zwischen den Quadranten. Eine Ablenkung von 1 Skalenteil würde also hervorgerufen werden, wenn man in das Gefäss D eine Ladung von

$$\frac{10^8}{60} \times 0{,}000\,145 \times 10^{-15} = 24 \times 10^{-14}$$

elektromagnetischen Einheiten bringt, oder wenn man in D $\frac{24 \times 10^{-14}}{e}$ Emanationsteilchen eintreten lässt.

Diese Ladung wird hervorgebracht durch Ionen, welche ihre Ladung an D abgeben; die Ladung jedes Ions ist dabei e.

Die in der Sekunde an D abgegebene Ladung ist:

$$\frac{100}{47} \times \frac{10^8}{60} \times \frac{10^{-15}}{10} = 35 \times 10^{-11}$$

elektromagnetische Einheiten.

Die Zahl von Ionen jedes Vorzeichens, welche in D durch die Strahlung von der Emanation erzeugt werden, ist daher $\frac{35 \times 10^{-11}}{e}$ in der Sekunde. Jedes Teilchen der Emanation erzeugt also in dem umgebenden Gase Ionen im Betrage von

$$\frac{35 \times 10^{-11}}{24 \times 10^{-14}} = 1{,}4 \times 10^3$$

in der Sekunde.

Da nun die Emanation beim Einlassen in D keine Ablenkung von mehr als 1 Skalenteil hervorbrachte, so sieht man also, dass sie entweder ungeladen sein muss, oder dass, falls sie geladen ist, jedes Emanationsteilchen eine Strahlung abgeben muss, welche hinreicht, um mindestens 1400 Ionen in der Sekunde zu erzeugen. Wäre die Ausstrahlung von jedem Teilchen geringer als diese, so würde die zur Erzeugung der beobachteten Ionisierung erforderliche Zahl grösser sein als die zur Hervorbringung von 1 Skalenteil Ablenkung notwendige. Diese Zahl ist auf Grund der Annahme berechnet, dass die Ladung der Emanation die gleiche ist, wie die Ladung auf den Gasionen; es ist nicht wahrscheinlich, dass sie kleiner sei als diese, sofern die Emanation überhaupt geladen ist; und falls sie grösser sein sollte, so würde auch die Zahl 1400 entsprechend grösser sein.

Es ist aber keineswegs unwahrscheinlich, dass jedes Emanationsteilchen die Fähigkeit besitzen könnte, im Gefäss D Ionen im Betrage von 1400 in der Sekunde zu erzeugen. Aus diesem Grunde wurde die Untersuchung einen Schritt weiter getrieben.

Es wurde ein empfindlicheres Galvanometer benutzt und auch die Emanationsmenge etwas erhöht. Es wurde ein Dolezaleksches Elektrometer verwandt, welches einen Ausschlag von 4500 Skalenteilen für eine Potentialdifferenz von 1 Volt zwischen seinen Quadranten gab. Bei dieser Empfindlichkeit betrug die Kapazität des Elektrometers und der Zuleitungen 900 elektrostatische Einheiten oder 0,001 Mikrofarad.

Dieses Elektrometer wurde zum Nachweis der Ladung auf der Emanation benutzt; die Ionisierung im Gefäss D nach dem Einlassen der Emanation wurde mit dem früher benutzten Elektrometer gemessen. Die kleine Ablenkung, welche eintrat, wenn emanationsfreie Luft in D eingelassen wurde, wurde vor Gebrauch des

empfindlichen Elektrometers möglichst klein gemacht und schliesslich so weit beseitigt, dass der Ausschlag niemals grösser war als 10 Teile; er schwankte bei den verschiedenen Versuchen zwischen 2 bis 3 und 10 Teilen und erfolgte immer in derselben Richtung.

Wir geben hier die bei einem Versuch mit dem empfindlichen Apparat beobachteten Zahlen an.

Die Ablenkung am Dolezalekschen Elektrometer betrug nach Zutritt der Emanation 10 Teile. Dann wurde das andere Elektrometer zur Messung der Ionisierung benutzt; es gab 100 Teilstriche in 77 Sekunden bei einer zugeschalteten Kapazität von 0,5 Mikrofarad und bei der gleichen Empfindlichkeit wie früher, nämlich 60 Skalenteilen für 1 Volt Potentialdifferenz zwischen seinen Quadranten.

Auf Grund dieses und verschiedener ähnlicher Versuche kann man mit Sicherheit sagen, dass in diesem Falle keine Ablenkung von mehr als 4 Skalenteilen durch die Emanation hervorgerufen ist. Es ist schwierig, eine kleinere Ablenkung mit Bestimmtheit festzustellen, da der Lichtzeiger nicht so ruhig stand wie bei einem unempfindlicheren Instrument.

Stellen wir eine Berechnung ähnlicher Art wie früher an, so finden wir, dass entweder die Emanation ungeladen ist, oder dass jedes Emanationsteilchen durch seine Strahlung zum mindesten 12000 Ionen in der Sekunde erzeugen muss.

Auch diese Strahlung könnte als durchaus möglich betrachtet werden, so dass die Frage, ob die Emanation geladen ist, oder nicht, unerledigt bliebe. Wir haben indessen guten Grund zu der Ansicht, dass nur ein geringer Bruchteil der gesamten Emanationsteilchen in jedem Augenblick als Strahlungs- und Ionisierungscentren wirkt. Die ionisierende Kraft der in einem Gefäss enthaltenen Emanation nimmt mit der Zeit in geometrischer Progression ab, und die Abnahme der ionisierenden Kraft erweist sich in jedem Augenblick proportional der ionisierenden Kraft, ein Ergebnis, welches leicht die Deutung zulässt, dass die Strahlung von einer Veränderung herrührt, welche die Emanationsteilchen erleiden, und dass die Anzahl der in jedem Augenblick sich verändernden Partikeln proportional ist der ganzen vorhandenen Anzahl.

Die ionisierende Kraft $\mathfrak{J}$ lässt sich nach Versuchen (Rutherford, Phil. Mag., April 1903) darstellen durch die Gleichung:

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_0 \, E^{-\lambda t},$$

wo λ eine Konstante ist und t die vom Moment $\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_0$ an gemessene Zeit ist. Da

$$-\frac{d\mathfrak{J}}{dt} = \lambda \mathfrak{J}$$

ist, so erreicht man, dass λ der Bruchteil der gesamten Emanation ist, der in einer Sekunde eine Veränderung erleidet oder Strahlung aussendet. Wir wissen auch (Rutherford, Phil. Mag., April 1903), dass $\mathfrak{J}$ in etwa 4 Tagen auf die Hälfte seines Wertes sinkt, so dass λ annähernd gleich 2×10^{-6} ist.

Nimmt man also die Theorie an, dass die Emanation eine weitere Veränderung erleidet und dass jedes Teilchen, nur wenn es eine Veränderung erleidet, als Strahlungs- und Ionisierungscentrum wirkt — und dies ist die einzige Theorie, welche mit den Versuchsergebnissen in Einklang zu stehen scheint — so sieht man, dass die oben berechnete Zahl, welche das Minimum der Ionisierung angiebt, die in einer Sekunde von jedem Emanationsteilchen unter der Annahme, dass es geladen sei, hervorgebracht werden muss, mit dem Faktor $\frac{1}{2} \times 10^6$ multipliziert werden müsste.

Multipliziert man 12000 mit $\frac{1}{2} \times 10^6$, so erhält man 6×10^9 als Minimum für die Anzahl von Ionen, welche jedes Emanationsteilchen in der Sekunde erzeugen muss, wenn es an die Reihe kommt, zu zerfallen, angenommen dabei, dass es geladen sei. Diese Zahl erscheint aus mehreren Gründen nicht als möglich. Rutherford (Phil. Mag., Mai 1903) giebt als wahrscheinlichen Wert für die Anzahl von Ionen, welche jeder α-Strahl erzeugt, bevor er im Gase absorbiert wird, 10^5 an. Die Ionisierung rührt in der Hauptsache von α-Strahlen her, so dass also zur Erzeugung der oben berechneten Ionisierung jedes Emanationsteilchen notwendig

$$\frac{6 \times 10^9}{10^5} \text{ oder } 6 \times 10^4 \ \alpha\text{-Strahlen}$$

aussenden müsste.

Nun ist die Masse des α-Teilchens von derselben Grössenordnung wie diejenige des Wasserstoffatoms, und die Emanation ist entstanden aus dem Zerfall des Radiumatoms; es könnte also jedes Emanationsteilchen nicht wohl mehr als etwa 200 α-Strahlen aussenden.

Wir können sonach endgültig schliessen, dass die Emanation nicht geladen ist.

Diese Thatsache — dass nämlich die Emanation ungeladen ist — ist von bedeutender Tragweite für unsere Auffassung über die Art und Weise, in welcher das Radiumatom zerfällt. Das Radiumatom sendet sicherlich positiv geladene Partikeln aus — die α-Strahlen. Die Emanationsteilchen können nicht der nach Aussendung von einem oder mehreren α-Strahlen verbleibende Rest des Atoms sein, denn in diesem Falle müsste die Emanation negativ geladen sein. Das Atom muss also eine gleichgrosse negative Ladung abgegeben haben, sei

es nun durch Emission negativer Teilchen oder auf irgendeine andere Weise.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 20. Mai 1904.)

Elektrisierung eines isolierten metallischen Leiters durch einen ihn umgebenden Metall-Cylinder, der geerdet und von dem zu untersuchenden Leiter durch Luft getrennt ist.

Von J. J. Borgmann.

Die Untersuchungen von Elster und Geitel[1]) über den in dem heilsamen Schlamm — dem sogenannten „Fango" aus dem italienischen Kurort Battaglia — enthaltenen radioaktiven Stoff regten mich zu einer ähnlichen Untersuchung der russischen Schlammarten an. Von den bis auf heute untersuchten 5 Schlammarten (sämtliche in getrocknetem Zustande) erwiesen sich 2 als unzweifelhaft radioaktiv, nämlich der Schlamm von dem Liman Kujalnitzky bei Odessa und der Schlamm aus Arensburg von der Insel Oesel. Die Schwefelsäure, die zum Trocknen des Schlammes gedient hatte, erwies sich gleichfalls als radioaktiv. (Der Schlamm wurde unter einer Glasglocke bei starkem Evakuieren getrocknet). Auch das Gas, welches vom Schlamm Kujalnitzky beim Erwärmen ausgeschieden wurde, war radioaktiv und verhältnismässig stark radioaktiv. Dabei wurde dieses Gas, bevor es in den Gasometer gesammelt, durch Schwefelsäure ebenfalls getrocknet.

An meinen Untersuchungen nahm Herr Afanasieff einen sehr regen Anteil. Die von uns angewandte experimentelle Methode war derjenigen analog, welche Mc Lennan und Burton[2]) zur Untersuchung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft gebrauchten. Wir benutzten 2 Cylinder, einen (Durchmesser 8,3 cm; Höhe 20 cm) aus Messing, den anderen (Durchmesser 22,5 cm; Höhe 35 cm) aus Zink. Der erste hat einen abnehmbaren Boden, der zweite konnte von der Seite geöffnet werden. Beide Cylinder enthielten axial einen Messingdraht, welcher durch ein Bernsteinröhrchen von dem Cylinder isoliert war. Das Bernsteinröhrchen aber war von einem geerdeten Messingringe, dem „Schutzringe", umgeben. Der Messingring war wieder von einem Isolatorringe umgeben und dieser letzte wurde in den Deckel des Cylinders eingepasst. Nach Wunsch konnte der Draht des einen oder des anderen Cylinders mit einem Quadrantenpaar eines und desselben Dolezalek-Elektrometers, dessen anderes Quadrantenpaar geerdet, und dessen Nadel durch eine Akkumulatorenbatterie auf 100 V. geladen war, verbunden werden. Die aus den Cylindern hervorragenden Teile der Drähte, die Verbindungsdrähte, sowie die Kontaktstellen der Drähte der Cylinder mit den Verbindungsdrähten waren von gut geerdeten messingenen Schutzröhren und besonderen gleichfalls geerdeten messingenen Schutzcylindern umgeben. Die Empfindlichkeit des Elektrometers war so gross, dass einer Potentialdifferenz der beiden Quadrantenpaare von nur 0,01 V. eine Verschiebung der Skala im Fernrohr um 7,1 Teilungen (gleich 7,1 Millimeter) entsprach.

Beim Beobachten der Ionisierung der Luft innerhalb eines der von uns benutzten metallischen Cylinder bemerkten wir folgende merkwürdige Erscheinung. Der metallische Cylinder war geerdet, und der Draht im Cylinder gleichfalls mit der Erde verbunden. Unterbrach man die Verbindung des Drahtes mit der Erde, so trat unmittelbar darauf eine Bewegung der Elektrometernadel ein, welche längere Zeit andauerte. Der Ausschlag vergrösserte sich dabei mehr und mehr. Sogar nach mehreren Stunden trat noch keine Beruhigung ein. Zuerst erklärten wir uns diese Erscheinung als eine eventuelle Elektrisierung des Bernsteinröhrchens, an dem der Draht befestigt war. Diese Elektrisierung konnte sich allmählich dem Drahte mitteilen und so einen Ausschlag der Elektrometernadel bewirken. Oder aber die Erscheinung konnte thermoelektrischer Natur sein und davon herrühren, dass die Drähte der Cylinder, die Verbindungsdrähte und die Quadrante nicht vollständig homogen und nicht überall gleicher Temperatur waren. Die grösste Sorgfalt wurde angewandt, um die Möglichkeit beider oben besprochenen Erscheinungen auszuschliessen. Besondere Sorgfalt wurde den Verbindungsdrähten zugewandt. Sie waren gleichfalls aus Messing, d. h. aus demselben Material, wie die Drähte in den Cylindern und die Quadranten. Damit bei der Unterbrechung der Verbindung des Drahtes mit der Erde keine merkliche Elektrisierung durch Reibung, aber auch kein Volta-Effekt eintreten könne, ward die Verbindung mit der Erde gleichfalls durch einen Messingdraht bewirkt, welcher vom selben Stücke abgeschnitten war, wie die Drähte in den Cylindern. Trotz aller Vorsichtsmassregeln trat die Erscheinung regelmässig ein. Dieses musste unsere Aufmerksamkeit auf die Erscheinung richten, um so mehr, als es sich erwies, dass in den beiden Cylindern, im Zink- und in dem Messingcylinder die Bewegung der Elektrometernadel, nach Unterbrechung der Verbindung des Drahtes in dem Cylinder mit der Erde, in ent-

1) Diese Zeitschr. 5, 11, 1904.
2) Phil. Mag. 5, 699, 1903.

gegengesetzten Richtungen erfolgte. Im Zinkcylinder erwarb der isolierte Messingdraht eine allmählich anwachsende positive Ladung, wodurch eine Bewegung der Nadel in der Richtung der kleineren Zahlen hervorgerufen wird. Das sieht man z. B. aus den Beobachtungen vom 23., 24. und 25. April.

		Dem Fadenkreuz des Fernrohrs entspricht Teilstrich
23. April 8 U. 13 M. abends	Der Draht ist isoliert	500
24. „ 10 „ 42 „ am Morg.		432
24. „ 1 „ 38 „ „ Tage		423
24. „ 10 „ „ „ Abend		394
25. „ 10 „ 16 „ „ Morg.		391

Im Messingcylinder beobachtet man dagegen bei ähnlichen Verhältnissen eine anwachsende negative Ladung, und eine Bewegung der Skala in der Richtung der grösseren Zahlen. Ich führe hier die Beobachtungen vom 16. April an.

		Im Fernrohr Teilstrich
16. April 12 U. 28 M. am Tage	Der Draht ist isoliert	500
„ „ 12 „ 38 „ „ „		522,5
„ „ 1 „ 8 „ „ „		568
„ „ 1 „ 24 „ „ „		580,5
„ „ 2 „ 3 „ „ „		594
„ „ 2 „ 45 „ „ „		601,5
„ „ 3 „ 13 „ „ „		604,5
„ „ 3 „ 25 „ „ „		604,5

Ähnliche Beobachtungsreihen wurden für beide Cylinder mehrere Male hergestellt, immer mit demselben Erfolg.

Offenbar ist die beobachtete Erscheinung nicht zufällig, sondern die Ladung des isolierten Drahtes wird durch die Natur des ihn umschliessenden Cylinders bestimmt. Wir beschlossen, Cylinder aus verschiedenen Materialien zu benutzen. Zu diesem Zwecke bedeckten wir zuerst den Boden des Zinkcylinders mit einer Messingscheibe und stellten darauf einen aus Messingblech gebogenen Cylinder, welcher so angeordnet war, dass der Draht ungefähr mit seiner Achse kongruierte. Auf solche Weise war der Draht jetzt von Messing umgeben. (Nur der Deckel des Zinkcylinders war nicht durch Messing geschützt.) Wurde nun der Draht isoliert, der Cylinder aber wie früher in Verbindung mit der Erde gelassen, so trat sofort eine Bewegung der Elektrometernadel in entgegengesetzter Richtung ein (Bewegung der Skala im Fernrohr in der Richtung zu den grösseren Zahlen), also eine negative Ladung. Dieses ist aus folgenden Zahlen ersichtlich:

		Im Fernr. Teilstrich
27. April 4 U. 30 M.	Der Draht ist isoliert	500
„ „ 7 „ 10 „		564,5

Richtete man in derselben Weise umgekehrt im Messingcylinder einen Zinkcylinder ein, so konnte man auch hier eine Änderung des Zeichens der Ladung beobachten. Die Ladung wurde positiv, statt negativ, was folgende Zahlen zeigen:

		Im Fernr. Teilstrich
28. April 10 U. 5 M. morg.	Der Draht ist isoliert	500
„ „ 12 „ 42 „ am Tage		407,5
„ „ 1 „ 5 „ „ „		401
„ „ 2 „ 5 „ „ „		390,5
„ „ 7 „ 15 „ abends		394 (?)
„ „ 11 „ 30 „ „		377
29. „ 9 „ 25 „ morg.		365

Ausser Messing und Zink wurden noch folgende Metalle untersucht: Aluminium, Blei, Eisen, Appliqué (Kupfer, mit einer Schichte Silber bedeckt), Zinn (dickes Stanniol) und Nickel. Aus allen diesen Metallen wurden Cylinder ungefähr gleicher Dimensionen verfertigt: Durchmesser 7,5 cm; Höhe 19,5 cm. Nach der Reihe wurden diese Cylinder in den Messingcylinder eingeführt, wobei jedesmal eine Scheibe von demselben Material wie der zu untersuchende Cylinder auf den Boden des Messingcylinders gelegt wurde. Nachher wurde in gewohnter Weise verfahren. Der Cylinder blieb geerdet; der Draht wurde isoliert und die Bewegung der Elektrometernadel beobachtet, solange, bis schliesslich der Ausschlag sich nicht mehr änderte, sondern nahezu konstant wurde. Fast in allen Fällen verlief die Erscheinung folgendermassen. Unmittelbar nach der Isolierung des Drahtes trat eine anfangs ziemlich gleichmässige Bewegung ein, welche jedoch allmählich langsamer wurde, um schliesslich sich asymptotisch einer Maximalgrösse zu nähern; manchmal geschah es, dass die Nadel, nachdem der Ausschlag eine Maximalgrösse erreicht hatte, wieder zurück ging und sich schliesslich auf einem gewissen

Den Draht umgiebt ein	Definitiver Ausschlag	
Messing-Cylinder	—104,5	3 Messungen ergaben dasselbe Resultat
Zink-Cylinder	+135	
Aluminium-Cylinder	+132,5	
Blei-Cylinder	+247	2 Mess. erg. fast dass. 2.—4. Mai 240, 4.—5. Mai 247
1. Eisen-Cyl. (oxydiert)	—40[1]	
2. Eisen-Cyl. (gereinigt)	>+21	Die Beobachtung wurde unterbrochen, bevor die Bewegung zu Ende ging
2. Eisen-Cyl. (nochmals ordentlich mit Carborund-Papier gereinigt)	—80	
Zinn-Cylinder	+89[2]	
Nickel-Cylinder	—30	
Silber-Cyl. (Appliqué mit Silberfläche n. innen)	—50[3]	
Kupfer-Cyl. (Appliqué m. Kupferfl. n. innen)	—18[4]	

1) Der Ausschlag erreichte erst die Grösse —59 und fiel dann auf —40.

2) Der Ausschlag erreichte erst die Grösse —39 und änderte sich dann auf +89.

3) Der Ausschlag erreichte erst die Grösse —70 und fiel dann auf —50 (durch 2 Beobachtungen bestätigt).

4) Der Ausschlag erreichte erst die Grösse —62,5 und fiel dann auf —18.

Ausschlag, der kleiner ist oder sogar entgegengesetztes Vorzeichen besass, beruhigte.

Die Tabelle am Schluss der vorhergehenden Seite enthält die definitiven Ausschläge in Skalenteilen ausgedrückt, wie sie für die verschiedenen Metalle gefunden wurden.

Wir erinnern, dass der Potentialdifferenz 0,01 V. eine Verschiebung der Skala um 7,1 Teilstrichen entspricht.

Während dieser Beobachtungen mussten wir zu den Vorstellungen gelangen, dass auch der Verbindungsdraht allein eine Ladung aufnehmen könne, da er ja auch von einem Metall, der geerdeten Messingröhre, umgeben ist. Deshalb wurden auch solche Versuche angestellt, in welchen der Verbindungsdraht, welcher ja in allen Versuchen in gleichen Verhältnissen blieb, allein beobachtet wurde. Die Verbindung mit beiden Beobachtungscylindern wurde unterbrochen und im mittleren Schutzcylinder eine besondere Einrichtung getroffen (ein gut geerdeter Messinghaken) um den Verbindungsdraht und also auch den Elektrometer zu erden. In einem gewissen Moment wurde diese Verbindung mit der Erde unterbrochen und das System: Verbindungsdraht-Quadrantenpaar isoliert. Sogleich kam die Elektrometernadel in Bewegung, welche ziemlich lange andauerte. Schliesslich stellte sich ein Gleichgewicht ein, d. h. die Lage der Elektrometernadel wurde konstant bis auf kleine Bewegungen, welche durch Nebeneinwirkungen zu erklären sind.

Die folgende Tabelle ist eine ausführliche Darstellung der Ergebnisse der Beobachtungen.

Mit dem Elektrometer ist nur der Verbindungsdraht verbunden.

Datum	Stunde	Minute	Tageszeit		Im Fernrohr Teilstrich
13. Mai	9 U.	59 M.	abends	Der Verbindungsdraht wird isoliert	500
„ „	11 „	35 „	„		517
14. „	9 „	52 „	morg.		558,5
„ „	1 „		am Tage		563,5
„ „	1 „	45 „	„ „		567,5
„ „	2 „	55 „	„ „		574,5
„ „	3 „	58 „	„ „		579,5
„ „	5 „	25 „	„ „		592
„ „	8 „	20 „	abends		598 (?)
„ „	11 „	7 „	„		596 (?)
15. „	10 „	20 „	morg.		590,5
„ „	1 „	10 „	am Tage		593
„ „	4 „	25 „	„ „		592
„ „	6 „	3 „	abends		594
„ „	10 „	45 „	„		590
16. „	10 „	3 „	morg.		593

Der Verbindungsdraht ist geerdet. Im Fernrohr Teilstrich 500. Also der Verbindungsdraht allein verursacht einen Elektrometerausschlag von — 93 Skalenteilen, was mehr als — 0,13 V. entspricht! Selbstverständlich elektrisiert sich der Verbindungsdraht auch dann, wenn er mit einem der Drähte in den Beobachtungscylindern verbunden ist. Die Wirkung des Cylinders auf den in ihm enthaltenen Draht und der Schutzröhren auf den Verbindungsdraht geschieht gleichzeitig, darum kann bei ungleicher Geschwindigkeit beider Prozesse der eine anfangs überwiegen, was an den mit Anmerkungen versehenen Reihen der vorletzten Tabelle zu sehen ist.

Zieht man die Erscheinung an dem Verbindungsdraht von der beobachteten Gesamtwirkung ab, so kommt man zu folgenden definitiven Ergebnissen:

		Teilstrich.	gleich
Der Messingcylinder verursacht im Elektrometer einen Ausschlag*) von		—104,5	—0,147 V.
„ Zinkcylinder	„ „ „ „ „ „	+228	+0,321 „
„ Aluminiumcylinder	„ „ „ „ „ „	+225,5	+0,318 „
„ Bleicylinder	„ „ „ „ „ „	+340	+0,479 „
„ Eisencylinder (oxydiert) verurs. im	„ „ „ „	+53	+0,075 „
„ Eisencyl. (frisch gereinigt) verurs. im	„ „ „ „	+13	+0,018 „
„ Zinncylinder verursacht im	„ „ „ „	+182	+0,256 „
„ Nickelcylinder	„ „ „ „ „ „	+63	+0,089 „
„ Silbercylinder	„ „ „ „ „ „	+43	+0,026 „
„ Kupfercylinder	„ „ „ „ „ „	+75	+0,10 „

*) Dieser Ausschlag wurde nicht korrigiert. Wahrscheinlich würde bei gleichem Durchmesser des Schutzrohrs und des Cylinders der Ausschlag —93 sein.

Man kann diese Ergebnisse jedoch nicht als genau betrachten, da die Berechnung, d. h. das Abziehen der Wirkung des Schutzrohres auf den Verbindungsdraht, vielleicht nicht ganz richtig ist.

Jedenfalls beweisen unsere Versuche eine Ladung des Drahtes durch irgendeine Wirkung des den Draht umgebenden Cylinders, welcher die ganze Zeit geerdet bleibt, wobei das definitive Potential des Drahtes von dem Stoffe des Cylinders abhängt. Da innerhalb eines geschlossenen Raumes die Luft schliesslich immer merklich ionisiert ist, so ist aus dem sich einstellenden konstanten Potential des Drahtes zu schliessen, dass die Elektrisierung dieses Drahtes immer fortbesteht, dass er also ebensoviel durch diese Elektrisierung an Ladung gewinnt, als er durch die ionisierte Luft verliert.

Die von uns beobachtete höchst bemerkenswerte Erscheinung muss noch weiter erforscht werden. Aus den bis jetzt von uns gewonnenen Ergebnissen kann man, wie es scheint, darauf schliessen, dass diese Erscheinung bei ein und demselben Cylinder von dem Grade der Ionisation der Luft im Cylinder, sowie von dem Zustand der Oberfläche des Cylinders in hohem Grade abhängt. Thatsächlich beobachteten wir bei einem und demselben Cylinder, an dem während dieser Beobachtung nichts geändert wurde sehr verschiedene Geschwindigkeit des Anwachsens des

Potentials je nach dem Zustand der Ionisierung der Luft im Cylinder. Je grösser die Ionisierung der Luft war, desto schneller wuchs die Elektrisierung des Drahtes im Cylinder. Dieses ist klar aus folgenden Beobachtungen zu ersehen, welche mit einem Messingcylinder angestellt wurden. (Der Messingcylinder enthielt keinen anderen Cylinder, also auf den Draht wirkte Messing.)

16. April. Messingcylinder. Die Ionisierung ist durch die Bewegung der Nadel um 9,3 Teilstriche in der Minute dargestellt.

Der Draht wird isoliert um	im Fernr. Teilstrich
12 U. 28 M. am Tage	500
1 „ 8 „ „ „ (nach 40 M.)	568
1 „ 24 „ „ „ („ 56 „)	580,5
3 „ 13 „ „ „ („ 2 St. 45 Min.)	**604,5**

Der definitive Ausschlag.

18. April. Derselbe Cylinder. Ionisierung . . . . . . 3,15 Teilstriche in der Minute.

Der Draht wird isoliert um	im Fernr. Teilstrich
3 U. 6 M. am Tage.	500
3 „ 36 „ „ „ (nach 30 M.)	526
3 „ 56 „ „ „ („ 50 „)	542
4 „ 6 „ „ „ („ 1 St.)	550,5

Die Beobachtung wurde nicht fortgesetzt.

Die Bedeutung des Zustandes der metallischen Oberfläche des Cylinders für die Elektrisierung des Drahtes, sowie für die Ionisierung der Luft im geschlossenen Cylinder ist besonders deutlich aus unseren Beobachtungen mit dem Bleicylinder, welcher in den Messingcylinder eingesetzt war, ersichtlich.

Der Bleicylinder war aus einem Bleiblatt hergestellt und mit Schmirgelpapier gereinigt.

2. Mai. Vor dem Einsetzen des Bleicylinders war die Ionisierung der Luft im Cylinder 4,4 Teilstriche in der Minute.
Gleich nach dem Einsetzen des Cylinders . . . . . . 19 Teilstriche in der Minute.

	Der Draht wurde isol. um	im Fernrohr Teilstrich
	1 U. 30 M. am Tage	500
	1 „ 45 „ „ „	486
	2 „ 32 „ „ „	459
	3 „ 30 „ „ „	439
	9 „ 55 „ abends	355
3. Mai.	9 „ 5 „ morgens	308
	11 „ 7 „ „	305
	2 „ 45 „ am Tage	293
4. Mai.	3 „ 20 „ „ „	**260**

definitiver Ausschlag.

Dabei war der Grad der Ionisierung . . . . . . 23,3 Teilstriche in der Minute.

Derselbe Bleicylinder 3 Tage nach seiner Anfertigung und Reinigung.

4. Mai. Vor der Einführung des Bleicylinders war die Ionisation im Cylinder 2,4 Teilstriche in der Minute.
Gleich nach dem Einführen des Bleicylinders war die Ionisation im Cylinder 18,7 Teilstriche in der Minute.

	Der Draht wurde isol. um	im Fernrohr Teilstrich
	5 U. am Tage	500
	5 „ 20 M. „ „	432
	5 „ 30 „ „ „	407
	5 „ 50 „ „ „	368
	8 „ 43 „ „ „	275
5. Mai.	10 „ 30 „ morgens	**253**

definitiver Ausschlag

Dabei war der Grad der Ionisierung . . . . . . 26,2 Teilstriche in der Minute.

Derselbe Cylinder wurde sorgfältig gereinigt. Er wurde flachgebogen, seine Oberfläche mit einem Messer abgeschabt und mittels polierten Stahles geglättet. Unmittelbar darauf wurde der Cylinder in den Messingcylinder eingesetzt.

23. Mai. Gleich nach Einsetzen des Bleicylinders war die Ionisierung . . . . . . 13,6 Teilstriche in der Minute.

	Der Draht wurde isol. um	im Fernrohr Teilstrich
	3 U. 2 M. am Tage	500
	3 „ 25 „ „ „	501,5
	4 „ 47 „ „ „	487
	5 „ 10 „ „ „	475,5
	10 „ 9 „ abends	386,5
24. Mai.	9 „ 45 „ morgens	330
	12 „ 35 „ am Tage	323,5
	7 „ abends	310
25. Mai.	9 „ 49 „ morgens	271 def. Ausschlag
	2 „ am Tage	271
	4 „ „ „	271
	6 „ 30 „ abends	271
	8 „ 15 „ „	271
26. Mai.	9 „ 30 „ morgens	271

Dabei war der Grad der Ionisation . . . . . . 20,6 Teilstriche in der Minute.

Diese Ergebnisse lassen vermuten, dass das Verdichten (Zusammenpressen) der Oberfläche des Bleies seine Radioaktivität, sowie seine Fähigkeit den im Cylinder enthaltenen Draht zu elektrisieren, abschwächt, und dass der normale Zustand des Bleies sich erst allmählich wiederherstellt.

Aus der von uns beobachteten Erscheinung der Elektrisierung des Drahtes im Cylinder lässt sich selbstverständlich der Schluss ziehen, dass auch die Luft im Cylinder elektrisiert ist. Daraus wiederum würde sich die Elektrisierung der Atmosphäre, d. h. die atmosphärische Elektrizität erklären lassen.

Worin besteht aber eigentlich die von uns beobachtete Erscheinung? Ist sie ganz neu, d. h. von niemand bemerkt, oder aber ist es nur eine Abänderung einer Erscheinung, die unter anderen Bedingungen schon bekannt ist? Ich möchte hier an eine Erscheinung erinnern, welche, wie mir scheint, in naher Beziehung zu der beobachteten steht. Als ich 1895 zusammen mit H. A. Gerschun die Entladung eines Leiters, welcher sich in durch Röntgenstrahlen beeinflusster Luft befand, beobachtete, bemerkte ich die ungleiche Wirkung solcher Luft auf eine resp. positiv oder negativ elektrisierte Zinkscheibe.[1]) Meine Beobachtungen führten mich zum Schlusse, dass eine positiv geladene Zinkscheibe nicht nur sich vollständig entladet, sondern das Zeichen der Ladung ändert, d. h. eine bestimmte negative Ladung aufnimmt. Etwas später bestätigte Minchin[2]) meine Folgerungen und zeigte ausserdem, dass ein Leiter aus Blei dieselbe Ladung enthält; dagegen erhält ein Leiter aus Kupfer unter denselben Bedingungen eine positive Ladung. Etwas später fand

1) Electrician **36**, 501, 1896; C. R. **122**, 378, 1896.
2) Electrician **36**, 713, 1896.

Rutherford[1]), dass Zink negativ elektrisierte Luft schneller entladet, als positiv elektrisierte, dagegen entladet Kupfer beide Arten von elektrisierter Luft fast gleichschnell. (Einen kleinen Unterschied bemerkte Rutherford doch.) Eng verbunden mit den eben citierten Thatsachen ist jene Wiederherstellung der Potentialdifferenz an zwei in einiger Entfernung parallel zueinander aufgestellten verschiedenartigen Metallscheiben, wenn der Zwischenraum zwischen den Scheiben durch Röntgenstrahlen beeinflusst wird, wie sie von Erskine Murray[2]) und Perrin[3]) beobachtet wurde, oder ebenso, wenn in diesen Zwischenraum Becquerel-Strahlen gerichtet werden, wie es Lord Kelvin, Beattie und Smolan[4]) und in letzter Zeit auch Lord Blythswood und Allen[5]) gesehen haben. Aus den citierten Beobachtungen lässt sich folgender Schluss ziehen: Zink entzieht der durch Röntgenstrahlen ionisierten Luft die negativen Ionen, dadurch entsteht in der Luft ein Überschuss von positiven Ionen, also eine positive Ladung. In unseren Beobachtungen war die Luft im geschlossenen Cylinder auch ionisiert, und bestand der Cylinder aus Zink, welcher ausserdem geerdet war, so wurden fortwährend negative Ionen der Luft entzogen und die Luft dadurch positiv elektrisiert. Unsere Beobachtungen bestätigen diese Anschauung. Auch andere Metalle müssen eine ähnliche Wirkung ausüben wie Zink, aber nicht in gleichem Masse. Es ist klar, dass die Wirkung eines Metalls von dem Grade der Ionisation sowie von dem Zustand seiner Oberfläche abhängig sein muss.

Wenn meine Berechnung (in Bezug auf die Elektrisierung des Verbindungsdrahtes durch das Schutzrohr) berechtigt ist, so bewirken alle Metalle, ausgenommen Messing, eine positive Elektrisierung des Drahtes und also auch der Luft. Ist die positive Elektrisierung der Luft nicht dadurch zu erklären, dass Metalle α-Strahlen ausstrahlen? Eine bestätigende oder verwerfende Antwort auf diese Frage kann nur durch weitere Untersuchungen gegeben werden.

Zum Schlusse möchte ich noch folgende Mitteilung hinzufügen. Da mich die Frage interessierte, was für eine Wirkung der heilsame Schlamm, wenn er radioaktiv ist, auf die Bakterien ausübe, wandte ich mich an Dr. E. London und bat ihn, den Kujalnitzky-Schlamm in dieser Hinsicht zu untersuchen. Dr. London ist meiner Bitte freundlich entgegengekommen und hat die Untersuchung vorgenommen. Nun erhalte ich von ihm einen Brief, aus welchem ich mit seiner Einwilligung folgendes citiere: „Ich habe mich endlich unzweifelhaft überzeugen müssen, dass aus dem von mir untersuchten Schlamm sich eine Emanation ausscheidet, welche auf das Wachstum der Bakterien hemmend einwirkt . . .“

1) Philos. Mag. **43**, 241, 1897.
2) Proc. Roy. Soc. **59**, 333, 1896.
3) C. R. **124**, 496, 1897.
4) Phil. Mag. **45**, 277, 1898; **46**, 115, 1898.
5) Phil. Mag. **6**, 701, 1903.

Das physikalische Institut der k. Universität St. Petersburg, 29. Mai 1904.

(Eingegangen 6. Juni 1904.)

Das Nachleuchten von Metalldämpfen in Stickstoff.

Von Percival Lewis.

Verschiedene Arten des Nachleuchtens in Vakuumröhren wurden von mehreren Forschern bereits untersucht.[1]) In den meisten Fällen wurde das Nachleuchten in Gasgemischen beobachtet oder in solchen Gasen, welche nicht sehr sorgfältig gereinigt worden waren. Die angewandte Entladungsform war anscheinend entweder der gewöhnliche Induktionsstrom ohne Funkenstrecke und Kapazität oder die elektrodenlose Entladung; meistens wurde das Spektrum als ein kontinuierliches beschrieben. In jenen Fällen aber, in denen das Spektrum als ein diskontinuierliches beschrieben ist, fehlen nähere Angaben über seinen Charakter; im ultravioletten Teile scheinen ausserdem keine Beobachtungen angestellt worden zu sein.

Im Jahre 1899 beobachtete der Verfasser ein Nachleuchten in Stickstoff, welches in manchen Punkten von dem früher beschriebenen verschieden zu sein schien.[2]) Es zeigte sich nur in möglichst reinem Stickstoff; nur eine sehr kräftige Funken-Entladung war imstande, die Erscheinung hervorzubringen, wobei in den Stromkreis ein Kondensator und eine Funkenstrecke eingeschaltet war. Wurde dagegen der einfache Induktionsstrom angewendet, so blieb die Erscheinung vollständig aus. Das Nachleuchten trat auf bei jedem Druck von wenigen Millimetern bis zu 10 und 12 Centimetern, und es wurde seitdem bei Einschaltung einer kurzen Funkenstrecke bis zu Drucken von 35 cm erhalten. Das Spektrum war diskontinuierlich; es bestand im sichtbaren Teile aus 4 verwaschenen Linien oder Banden von ungefähr den Wellenlängen 6240, 5780, 5740 und 5410.

Die schmale glänzende Funkenbahn war von einer dunkel-gelben phosphoreszierenden Lichthülle umgeben, welche bei geringen Drucken die ganze Röhre ausfüllte; sie erstreckte sich manchmal 20 cm und mehr von der Funken-

1) Kayser, Handbuch d. Spectroscopie I, S. 249; Newall, Proc. Cambr. Soc. **9**, 295, 1897; Goldstein, Verh. d. Phys. Ges. S. 110, 1900.
2) Lewis, Ann. d. Phys. (4) **2**, 447, 459, 1900.

bahn an, und sie blieb mehrere Sekunden, nachdem der Strom aufgehört hatte, leuchtend. Bei jeder Entladung pflanzt sich dieses Leuchten langsam durch die Röhre von den Elektroden an wie eine Rauchwolke fort. Lässt man frisches Gas in die Röhre strömen, so treibt, wie schon Warburg[1]) beobachtet, das phosphoreszierende Gas wie eine leuchtende Wolke dahin. Die Lichthülle und das Nachleuchten verschwanden sofort, wenn auch nur eine Spur eines fremden Gases zugelassen wurde, z. B. Wasserstoff, Kohlensäure, Wasserdampf und besonders Sauerstoff. Der benutzte Stickstoff wurde durch Erhitzen einer Lösung von Natriumnitrit und Ammoniumsulfat[2]) entwickelt; er wurde von Sauerstoff sorgfältig dadurch befreit, dass man ihn durch eine Pyrogallollösung streichen liess, und von Wasserdampf dadurch, dass man eine Reihe von Trockenröhren einschaltete. Bei Benutzung von atmosphärischem Stickstoff, der sehr sorgfältig von Sauerstoff befreit war, trat das Nachleuchten nur ganz schwach auf.

In der letzten Zeit stellte der Verfasser weitere spektroskopische Beobachtungen über dieses Nachleuchten an; sie erstreckten sich auch in den Bereich der ultravioletten Strahlen hinein, was durch Benutzung eines Quarz-Spektrographen ermöglicht wurde. Das Gas wurde wie früher hergestellt; man liess es durch Lösungen von Pyrogallol und Kaliumhydroxyd und durch Trockenröhren streichen, welche festes Kaliumhydroxyd, Natronkalk und Phosphorsäureanhydrid enthielten.

Spektrum der Lichthülle.

Die Lichthülle erstreckte sich mehrere Centimeter über die Funkenstrecke hinaus. Wenn man eine gekrümmte Röhre benutzt und die direkte Entladung abschirmt, so kann die kontinuierliche Strahlung der Lichthülle auf den Spalt des Spektrometers fallen, ohne dass Licht von der direkten Entladung in den Spektrographen dringen kann. Wegen der verhältnismässig geringen Leuchtkraft der Lichthülle war eine Expositionszeit von einer Stunde und mehr erforderlich.

Die so erhaltenen Spektra waren diskontinuierlich; sie enthielten viele Linien und Banden im Ultravioletten, ausser den vier Linien im sichtbaren Teile des Spektrums, die schon früher beobachtet waren.

Es zeigte sich die bemerkenswerte Thatsache, dass eine Anzahl von Metalllinien auftraten. Alle lichtstarken Quecksilberlinien wurden gefunden; die hellste Linie im Spektrum war die Quecksilberlinie bei 2537. Wurden Aluminiumelektroden benutzt, so waren auch die intensivsten Aluminiumlinien vorhanden. Die helleren Stickstoffbanden waren auf allen Platten zu sehen, ferner einige unbekannte Linien und Banden. Die direkte Entladung zeigte nur das Linienspektrum des Stickstoffs und die helleren Quecksilberlinien; die letzteren jedoch waren verhältnismässig viel schwächer als in dem Spektrum der Lichthülle, die ausserhalb der Funkenbahn sich ausdehnte.

Bei Platinelektroden zeigte das Nachleuchten im allgemeinen keine Änderung; der sichtbare Teil des Spektrums war derselbe wie früher, der ultraviolette Teil dagegen wies einige Unterschiede auf. Die drei Platinlinien bei 2988, 3064 und 3157 waren deutlich sichtbar. Die Quecksilberlinien waren lichtstark. Die Stickstoffbanden waren sehr schwach. Andere Linien und einige Banden mit scharfen Rändern gegen den violetten Teil des Spektrums hin konnten nicht identifiziert werden.

Mit Eisenelektroden trat dasselbe Bandenspektrum auf wie mit Platinelektroden; es zeigten sich aber keine Metalllinien, mit Ausnahme der Quecksilberlinien; möglich ist vielleicht, dass die Eisenlinien bei 2788 und 4325 vorhanden waren.

Die helleren Zinklinien konnten beobachtet werden, wenn Zinkelektroden angewandt wurden. Mit dem gewöhnlichen käuflichen Zink konnte keine Lichthülle erhalten werden; wurde aber chemisch reines Zink benutzt, so trat sie sofort auf.

Die hellsten und die am meisten charakteristischen Linien waren die vier Linien im sichtbaren Teile des Spektrums, welche schon früher beobachtet worden waren, abgesehen natürlich von der Quecksilberlinie bei 2537. Die grünen und die gelben Linien sind sehr nahe den Quecksilberlinien, fallen aber nicht ganz mit ihnen zusammen, und unterscheiden sich von ihnen sehr, sowohl im allgemeinen als auch in Bezug auf ihre gegenseitigen Intensitäten. Mit einem Spektroskop von grosser Dispersion wurden subjektive Beobachtungen angestellt, die Wellenlängen wurden genauer bestimmt. Bei 6245 war eine breite und verwaschene, aber symmetrische Linie mit einer schwachen Linie auf beiden Seiten; deren Wellenlänge betrug 6320 und 6175; die gelben Linien waren in 3 Paare geteilt, 5865—45, 5800—5780, 5760—35. Das mittlere Paar war das stärkste. Diese Linien überlagern die Quecksilberlinien bei 5790 bis 69; sie scheinen aber von denselben ganz verschieden zu sein, da sie auch auftraten, wenn das Quecksilberspektrum sehr stark war. Die grüne Linie nahe bei 5410 war ein kannelliertes Band, das Ende gegen den roten Teil hin war bei 5408. Ein schwächeres Band, das gegen

1) Warburg, Arch. des sc. phys. et nat. **12**, 504, 1884.

2) Es ist möglich, dass der so erhaltene Stickstoff eine Spur von *NO* enthielt; S. Kreusler, Ann. d. Phys. **6**, 419, 1901.

den violetten Teil hin steil abfiel, war bei 5005. Alle diese Linien und Banden liegen nahe den Linien und Banden im gewöhnlichen Stickstoffspektrum; ihr Aussehen jedoch und ihre gegenseitigen Intensitäten zeigen, dass sie verschiedenen Ursprunges sind.

Die beigegebenen Figuren zeigen einige der erhaltenen Resultate. *A* ist das Spektrum der direkten Entladung (Expositionszeit 3 Minuten); es zeigt die Linien und Banden des Stickstoffs und einige Quecksilberlinien; *B* ist das Spektrum der Lichthülle in demselben Gase mit Aluminiumelektroden (Exposition 1 Stunde). *E* ist das Spektrum der Lichthülle mit Platinelektroden (Exposition 1 Stunde). *F* ist das Spektrum der einfachen Induktionsentladung durch dasselbe Gas; es zeigt die Stickstoffbanden und die stärksten Quecksilberlinien. Man beachte, um wieviel stärker die Quecksilberlinie bei 2537 im Spektrum der Lichthülle als im Spektrum der Entladung ist, wenn man sie mit den Stickstoffbanden vergleicht. *G* ist das Spektrum der Lichthülle mit Eisenelektroden. Der Druck schwankt bei allen diesen Untersuchungen zwischen 5 mm und 10 mm. *H* ist das Spektrum des Nachleuchtens von NO_2 in einer käuflichen Röhre; das Spektrum ist kontinuierlich vom roten zum blauen Ende, wie sich durch subjektive Beobachtungen bei stärkerer Dispersion ergiebt. Die Stickstoffbanden im Ultraviolett sind lichtstark; eine Spur von Metalllinien kann aber nicht entdeckt werden.

Spektrum des Nachleuchtens.

Weitere Beobachtungen erstreckten sich auf das Spektrum des Nachleuchtens, welches nach der Unterbrechung des Stromes blieb. Eine rotierende Scheibe mit vorragenden Sektoren, getrieben durch einen Elektromotor, schirmte den Spalt teilweise ab, während die Entladung durchging. Der Strom wurde durch Öffnen eines Kontaktes unterbrochen, so lange bis der Spalt teilweise abgeschirmt war; der Sektor, der sich abwärts bewegte, liess verschiedene Phasen des Nachleuchtens auf verschiedene Teile des Spaltes fallen. Das untere Ende des Spaltes wurde erst etwa 0,08 Sekunden nach Aufhören des Stromes der Strahlung ausgesetzt. Die Expositionszeit dauerte ungefähr $^1/_6$ Sekunde; dann wiederholte sich der Prozess durch einen anderen Sektor, der den Kontakt herstellte. Die Resultate sind teilweise in nebenstehender Figur bei *C* und *D* dargestellt. Im obersten Teil sieht man das Spektrum der Entladung, das sich zusammensetzt aus:

1. den Stickstoffbanden,
2. „ Quecksilberlinien,
3. „ Linien bei 5780 und 5408.

Wenn der Strom zur Zeit $t = 0$ sec unterbrochen wird, so verschwinden die Stickstoffbanden beinahe sofort, obschon einige von den stärkeren für sehr kurze Zeit zu bleiben schienen. Die Quecksilberlinien und die charakteristischen Linien der „Lichthülle" blieben ohne Unterbrechung bestehen und waren noch 0,08 sec nach der Entladung sehr intensiv. Bei *C* — ein Versuch, der bei einem Druck von ungefähr 25 mm angestellt ist — sieht man die stärkeren Aluminiumlinien bei 3962—44 und bei 3092—82; andere Aluminiumlinien zeigen sich in dem Original-Negativ, jedoch leider nicht mehr in den Reproduktionen. Ausserdem treten noch andere starke Linien und Banden auf, welche nicht zu identifizieren sind.

D ist bei einem Drucke von ungefähr 4 mm aufgenommen; hier erscheinen die Aluminiumlinien nicht; einige Linien, die dem Quecksilber oder der Lichthülle eigen sind, sind verhältnismässig viel schwächer. Die Aluminiumlinien zeigten sich nur bei verhältnismässig hohen Drucken; eine starke disruptive Entladung schien nötig zu sein, um den Dampf oder die Elektronen zu zerstreuen. Manchmal erschienen die Aluminiumlinien überhaupt nicht, aber wenn sie auftraten, so war dies stets in Verbindung mit der Nachglut. Es wurden ferner Photographien mit einem Glasprisma von viel stärkerer Dispersion aufgenommen, nach einer Methode, die vor kurzem beschrieben wurde.[1]) Diese Methode zeigt das Differentialspektrum eines jeden Teiles einer langen Vakuumröhre. Aus den Photographien ist zu ersehen, dass das Aluminiumlinienpaar bei 3962—44 beinahe gleichmässig lichtstark ist auf eine Strecke von 5 cm

1) Lewis, Astrophys. Journ. **18**, 258, 1903.

über die Elektroden hinaus in der Nachglut-Lichthülle, bis zu ihrer eigentlichen Grenze. War aber kein Nachleuchten vorhanden, so traten die Linien nur in der unmittelbaren Nähe der negativen Elektrode auf. Sie schienen intensiver und weiter nach der Seite der Elektrode von der Entladung weg vorhanden zu sein. Aluminiumdampf und Elektronen müssen überall in diesem Gebiete vorhanden gewesen sein.

In einem Falle erschienen die Quecksilberlinien in dem Spektrum der Nachglut nicht. Dies rührte davon her, dass ein Stückchen von feuchtem Phosphorsäureanhydrid in einer Trockenröhre die Diffusion des Quecksilberdampfes von der Pumpe aus verhinderte. Sonst war das Spektrum das gleiche wie früher. Daraus folgt, dass der Quecksilberdampf keinen wesentlichen Anteil bei dem Nachleuchten hat.

Etwas Quecksilber-Natrium-Amalgam wurde in die Röhre gebracht und erhitzt. Das Nachleuchten trat zwar noch auf; aber die Farbe war fast weiss durch den Überschuss an Quecksilberdampf. Die Quecksilberlinien im Spektrum waren sehr viel stärker geworden; die anderen Linien der Nachglut waren zwar etwas geschwächt, aber nicht ausgelöscht. Die Natriumlinien erschienen nicht, mit Ausnahme in dem Teile ganz nahe an den Elektroden; und sie blieben nicht im Spektrum des Nachleuchtens.

Mit Zinkelektroden konnten die Zinklinien im Spektrum des Nachleuchtens nicht gesehen werden, obwohl sie sich im Spektrum der Lichthülle zeigen.

Neue Banden.

Das Spektrum der Lichthülle bei Anwendung von Platinelektroden wies einige starke Banden mit scharfen Rändern gegen das violette Ende hin auf; dieselben Banden erschienen sehr konstant im Spektrum der Nachglut, wie man in Fig. D sieht. Die angenäherten Wellenlängen dieser Banden sind: 2755, 2895, 3040, 3205, 3385, 3580 und 3845. Durch weitere Untersuchungen will der Verfasser aufklären, ob diese Banden von einer Sauerstoffverbindung des Stickstoffs herrühren oder nicht. Diese Banden hatten auf den verschiedenen Platten nicht immer die gleiche Intensität.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Das Nachleuchten tritt nur in Stickstoff auf, der sorgfältig von allen Beimengungen gereinigt ist, mit Ausnahme von Metalldämpfen und möglicherweise von *NO*; notwendig ist eine starke elektrische Entladung.

2. Das Spektrum des Nachleuchtens ist diskontinuierlich, bestehend aus Banden und Linien.

3. Einige von diesen Linien rühren von Quecksilber und Aluminium her, während einige von den Banden neu zu sein scheinen.

4. Das Nachleuchten der Metalldämpfe ist eine Begleiterscheinung des Nachleuchtens des Stickstoffs; ihre Ausstrahlung hört sofort mit der Entladung auf, ausser es ist ein Nachleuchten; ihre Gegenwart scheint aber für das Nachleuchten nicht wesentlich zu sein.

5. Die Aluminiumstrahlung dauert wenigstens 0,08 Sekunden nach dem Durchgange des Stromes noch an; die Quecksilberstrahlung ist noch sehr stark nach diesem Zeitintervall.

6. Die Aluminiumlinien erscheinen nur bei verhältnismässig hohen Drucken, während die Quecksilberlinien bei allen Drucken erscheinen; bei sehr niedrigen Drucken sind sie die stärksten in der Nachglut.

Wiedemann und Schmidt[1]) haben gezeigt, dass Metalldämpfe unter dem Einflusse von Licht fluoreszieren, und Hertz[2]) und der Verfasser dieser Arbeit[3]) haben dargethan, dass sie auch unter der direkten Einwirkung der Kathodenstrahlen fluoreszieren, aber keiner scheint früher beobachtet zu haben, dass diese Dämpfe auch dann noch phosphoreszieren, wenn die Ursache aufgehört hat zu wirken. Crew[4]) fand, dass die Ausstrahlung der Metalldämpfe im elektrischen Bogen innerhalb 0,001 Sekunde, nachdem der Strom unterbrochen war, aufhörte.

Man nimmt gewöhnlich an, dass das Nachleuchten entweder durch chemische Umsetzungen oder durch polymere Umlagerungen in einem Gas hervorgerufen wird. Das Nachleuchten der Metalldämpfe kann herrühren entweder von chemischen Reaktionen mit dem Gas, oder aber davon, dass die Elektroden Elektronen abstossen, welche in Berührung mit dem umgebenden Gase Strahlen aussenden.

Goldstein[5]) beschrieb einige Formen des Nachleuchtens der Lichthülle, welche den hier beschriebenen ähnlich zu sein scheinen. Er bezieht sich auch auf einige nicht veröffentlichte Beobachtungen von Hertz über das Spektrum des Nachleuchtens in Stickstoff, das diskontinuierlich ist; genaue Einzelheiten eines solchen Spektrums aber wurden niemals veröffentlicht; keiner scheint die sehr bedeutsame Thatsache bemerkt zu haben, dass bei diesem Nachleuchten Metalldämpfe beteiligt sind.

Kreusler[6]) fand, dass Stickstoff, auf chemischem Wege hergestellt, eine beträchtliche Menge von *NO* enthält; die Gegenwart dieses Gases ist vielleicht für das Nachleuchten notwendig. Es ist jedoch schwierig, diese Annahme mit der Thatsache in Einklang zu bringen, dass die geringsten Spuren von Sauerstoff das Zustandekommen des Nachleuchtens verhindern, oder damit, dass

1) Wiedemann und Schmidt, Wied. Ann. **57**, 447, 1896.
2) Hertz, Wied. Ann. **19**, 809, 1883.
3) Lewis, Phys. Zeitschr. **3**, 498, 1902.
4) Crew, Proc. Am. Acad. **33**, 337, 1898.
5) Goldstein, l. c.
6) Kreusler, l. c.

das Nachleuchten nicht durch eine gewöhnliche Induktionsentladung, sondern nur durch eine Funkenentladung hervorgerufen werden kann.

Der Verfasser hat die Absicht, sich weiterhin mit diesem Gegenstande zu beschäftigen, um zu finden, ob das Nachleuchten in reinen Gasen möglich ist oder ob es von etwaigen fremden Beimengungen herrührt; ferner will er die elektrischen Verhältnisse in dem glühenden Gase aufklären. Es sollen die Spektra der verschiedenen Verbindungen des Sauerstoffs mit dem Stickstoff untersucht und das Nachleuchten in anderen Gasen studiert werden. Die Endresultate werden im Astrophysical Journal veröffentlicht werden.

Der Verfasser dankt Mr. P. E. Rowell für seine wirksame Unterstützung.

Berkeley, Californische Universität, 1. Mai 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von Karl Stöckl.)

(Eingegangen 27. Mai 1904.)

Untersuchungen über den musikalischen Lichtbogen.

Von S. Maisel.

1. In der ersten Arbeit über den musikalischen Lichtbogen wies Herr Duddell[1]) als die Hauptbedingung für das Entstehen von Schwingungen auf die Eigenschaft $\frac{dv}{di} < 0$ hin, welche im Bogen erfüllt sein muss. Hier ist dv — die momentane Änderung der Spannung und di — die momentane Änderung des Stromes im Bogen. Diese Bedingung ist aber für in ziemlich weiten Grenzen liegende Schwingungsperioden nur beim Bogen zwischen Homogenkohlen streng erfüllt. In allen anderen Fällen wird schon bei ziemlich langsamen Stromänderungen das Verhältnis $\frac{dv}{di} > 0$. Infolgedessen könnte nur ein Bogen zwischen Homogenkohlen singen. Diese Bedingung wurde von Herrn Duddell mathematisch aus der Annahme, die Energie der Schwingungen komme nur vom Kondensatorkreise, abgeleitet. Später wurde die Bedingung auch von Herrn P. Janet[2]) bestätigt, der sie auch mathematisch aus der Annahme, der Strom sei im Kondensatorkreise sinusförmig, ausführte. In der letzten Zeit wies Herr Duddell[3]) wieder in einem Briefe an die Redaktion des „Electrician" auf die zweifellose Wichtigkeit dieser Bedingung für das Singen des musikalischen Bogens hin und lehnte auf Grund derselben die Möglichkeit der Existenz in ihm von Schwingungsperioden kleiner als 0,00001 Sek. ab, denn bei 100000 Schwingungen pro Sek. wird die Grösse $\frac{dv}{di}$ selbst bei homogenen Kohlen positiv. Die Gültigkeit der von Duddell aufgestellten Hauptbedingung war auch von allen angenommen.

Indessen, bald nach dem Briefe des Herrn Duddell berichtete Herr Wertheim-Salomonson[1]), dass er im musikalischen Bogen 400000 Schwingungen pro Sek. beobachtet und 135000 photographisch registriert habe. eine ungefähr zu derselben Zeit erschienene Arbeit des Herrn Corbino[2]) zeigte, dass der Strom im Kondensatorkreise gar nicht sinusförmig und sogar nicht symmetrisch sei. Von der anderen Seite war durch die Arbeiten von Wertheim-Salomonson[3]) Ascoli und Manzetli[4]) und die meinige[5]) bewiesen, dass die Thomsonsche Formel zur Berechnung der Bogenperiode nicht genüge. So wurden in einer ziemlich kurzen Zeit alle unsere Kenntnisse von der Erscheinung des Singens unter Zweifel gestellt. Es soll bemerkt werden, dass bis zur letzten Zeit keine Theorie des Phänomens ausgesprochen und dass das Bestehen der Schwingungen im Bogen nicht erklärt worden ist.

In der erwähnten Arbeit von Herrn Corbino ist eine Erklärung des Mechanismus des musikalischen Bogens gegeben, der ich in einigen Teilen völlig zustimmen muss. Leider lässt auch er $\frac{dv}{di} < 0$ als Hauptbedingung bestehen. Diese Anschauung, die dem Bogen und auch dem Material der Elektroden eine Hauptrolle in der Erregung dauernder Schwingungen zuschreibt, erregte in mir schon seit lange grossen Zweifel. Es ist wahr, dass die Bedingung von Duddell und Janet auf mathematischem Wege abgeleitet ist; aber die Mathematik muss, wie schon längst bekannt, sich nur auf streng bewiesene Thatsachen stützen. Das war hier eben nicht der Fall.

Schon am Ende des vorigen Jahres wollte ich mich mit der Durchmusterung der Grunderscheinungen im musikalischen Bogen beschäftigen, aber die Arbeit musste auf ziemlich lange Zeit aufgeschoben werden und erst vor kurzem konnte ich mich wieder mit ihr beschäftigen.

2. Den entscheidenden Einfluss auf meine Untersuchungen übte die sinnreiche Theorie des elektrischen Bogens aus, welche unabhängig

1) The Electrician **46**, 269, 1900. (Vergl. das Referat in dieser Zeitschrift **2**, 425 u. 440, 1901.)
2) C. R. 1902. **134**. 462 et 821.
3) The Electrician 1093. September.

1) The Electrician 1903. October.
2) Atti della Assoc. Elettrot. Italiana. **7**. 597, 1903.
3) Versl. Kon. Akad. Wet. Amsterdam, 1902 p. 381.
4) Rendiconti dei Lincei 11, p. 11, 1902.
5) Diese Zeitschr. **4**, 532, 1903.

von W. Mitkiewicz[1]), J. Stark[2]) und J. J. Thomson[3]) entwickelt wurde. Nach dieser Theorie, wie bekannt, spielt in der Bogenerscheinung die Hauptrolle der Temperaturzustand der Kathode. Wenn der Bogen erloschen ist, so kann er sich von selbst wieder anzünden nur in dem Falle, wenn die Kathode eine genügend hohe Temperatur besitzt. Die Temperatur und das Material der Anode spielt dabei keine Rolle. Die von mir im vorigen Jahre gemachten Bandphotographien des musikalischen Bogens und die weiter beschriebenen stroboskopischen Untersuchungen haben gezeigt, dass der Bogen zwischen Homogenkohlen während jeder Schwingungsperiode erlischt und sich wieder anzündet. Mir schien es, dass dieses Erlöschen die Hauptsache im Singen sei. Da aber nach der Theorie von Mitkiewicz die Anode im Wiederanzünden des Bogens keine Rolle spielt, so probierte ich, die Anode statt aus Kohle aus Eisen zu machen. Mit einiger Mühe bekam ich das Singen auch mit solch einem Bogen. Zwar zischte dabei der Bogen sehr stark und war der Ton nicht deutlich, aber doch konnte man ganz gut beim Anschliessen des Kondensatorstromkreises das Singen hören, welches gleich aufhörte, wie man die Abzweigung ausschaltete. Es lag sehr nahe, den Strom umzuwenden und das Eisen zur Kathode zu machen. Das that ich und bekam auch in diesem Falle ein verwischtes Tönen. Dann versuchte ich beide Elektroden aus Eisen zu machen und es gelang mir, nach ziemlich langen Bemühungen das Singen zu vernehmen. Auch in diesem Falle war das Tönen undeutlich, aber es gelang mir, wie weiter auseinander gesetzt wird, auch ganz klare Töne bei diesen Bedingungen zu bekommen. Die Schwingungsperiode war in diesen Versuchen ungefähr 0,0008 Sek. Herr Duddell schreibt, dass alle Dämpfe (ausgenommen Kohlendämpfe) bei raschen Schwingungen der Stromstärke das Verhältnis $\frac{dv}{di} > 0$ zeigen. Da ich in dem beschriebenen Falle Eisendämpfe hatte, so musste ich schon hier $\frac{dv}{di} > 0$ haben. Um aber recht sicher zu sein, entschloss ich mich, einen Bogen zu nehmen, wo das Verhältnis $\frac{dv}{di}$ gewiss grösser als Null ist. Ich wählte den Quecksilberbogen. Für diesen ist, wie Herr Weintraub zeigte, schon bei ganz langsamer Änderung der Stromstärke die Grösse $\frac{dv}{di} > 0$.

3. Zuerst versuchte ich einen musikalischen Bogen zwischen Kohle-Kathode und Quecksilber-Anode zu bekommen. Der benutzte Apparat ist auf Fig. 1 abgebildet. Im Gefäss A ist die Luftspannung bis auf 3 mm herabgesetzt, C ist die Kohlenelektrode, Hg ist Quecksilber. Der Bogen tönte laut, obgleich im Gefäss ein Vakuum gemacht war, denn die Schwingungen wurden dem Quecksilber und der Glaswand übergeben. Als ich den Strom auch hier umschaltete, so bekam ich dasselbe Resultat, wie

Fig. 1.

zuvor: auch bei der Quecksilberkathode tönte der Bogen laut. Nach diesem vorläufigen Versuche schritt ich zum reinen Quecksilberbogen über. Da während einer jeden Schwingung der Bogen erlischt und sich wieder anzünden muss, so soll auch die Potentialdifferenz an den Elektroden zu der selbständigen Zündung ausreichen. Der Quecksilberbogen fordert aber zum Zünden einige Tausend Volt. Da ich nicht im Besitz einer so grossen Spannung war, so wandte ich mich zu der von Herrn Weintraub[1]) vorgeschlagenen Methode, welche nicht mehr als 100 Volt fordert. Sie besteht darin, die Kathode des zu untersuchenden Bogens zugleich zur Kathode eines kleinen Hilfsbogens zu machen. — Das von mir benutzte Schaltungsschema ist auf Fig. 2 abgebildet. Hier ist E die Akkumulatorenbatterie, A die gemeinschaftliche Kathode, B Anode des Hauptbogens, R_1 sein Regulierwiderstand, C Anode des Hilfsbogens, R_2 sein Regulierwiderstand, U zweipoliger Ausschalter, L Selbstinduktion, K Kapazität des Kondensatorkreises. In den Stromkreis des Hilfsbogens ist eine Reaktivspule λ eingeschaltet, um den Strom in ihm konstant zu halten.

Wenn man den kleinen Bogen AC durch Schütteln der Röhre anzündet, so aktiviert sich die Kathode und der lange Bogen AB zündet sich schon von selbst an bei einer Spannung

1) Journ. Russ. Phys.-Chem. Ges. 1903, p. 507 und 675.
2) Ann. d. Physik, 12, 673, 1903.
3) Conduction of Electricity through gases. p. 418.

1) Phil. Mag. (6) 7, 95, 1904.

von ungefähr 120 Volt. In meinem Bogen war die Anode B aus Quecksilber; das störte mich sehr. Einige Tage lang konnte ich trotz aller Mühe kein Singen vernehmen. Ich wollte schon die Sache aufgeben, da bemerkte ich, dass das Quecksilber auf der Anode heftig verdampfte. Als nun der Kondensatorkreis gleich nach dem Aufleuchten des Bogens angeschlossen wurde, ehe noch das Quecksilber viel verdampfen konnte, vernahm man endlich sehr deutlich das Tönen. Augenscheinlich störte die grosse Masse Dämpfe dem Einsetzen der Schwingungen. Auch in diesem Falle, trotz des hohen Vakuums in der Röhre ($<$ 0,01 mm), waren die Schwingungen deutlich hörbar. Der Ton war sehr rein, aber

Fig. 2.

nicht dauerhaft und nicht immer leicht zu bekommen. Um ihn mehr konstant zu machen, müsste man die Anode B aus Eisen oder Graphit verfertigen. Die Strombedingungen des musikalischen Bogens waren bei mir: im grossen Bogen AB (18 cm lang) Stromstärke ca. 2 Amp., Spannung e 30 Volt, im kleinen AC-Strom ca. 1 Amp.

Die Bedeutung des musikalischen Quecksilberbogens in der drahtlosen Telegraphie wurde schon von Herrn Prof. Simon[1]) ausführlich besprochen. Ich möchte nur darauf hinweisen, dass bei der von mir angewandten Methode die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen im Quecksilberbogen nicht nur bei niedriger, sondern auch bei beliebig hoher Spannung eine ziemlich leichte Sache ist. Aber das gehört schon zur Praxis.

4. Was die Theorie betrifft, so ist das Singen des Quecksilberbogens im klarsten Widerspruch mit der Bedingung $\frac{dv}{di} < 0$. Wenn wir uns aber zum Ursprunge dieser Bedingung wenden, so sehen wir, dass sie aus der Annahme, der Strom sei sinusförmig oder, was eigentlich dasselbe ist, die Energie der Schwingungen wäre ausschliesslich vom Kondensatorstromkreise geliefert, entspringt. Unterdessen hat Corbino gezeigt, dass die Stromkurve im Kondensatorkreise sehr weit von einer Sinuskurve abweiche. Ich habe den Strom im Bogen selbst mittels einer Braunschen Röhre untersucht. Auf Fig. 3 ist eine von mir gefundene Kurve für einen 2,5 Amp. Bogen zwischen Kohlenelektroden abgebildet. Die Kurve ähnelt nicht im mindesten einer Sinuskurve. Merkwürdig ist das sehr rasche Fallen des Stromes und das relativ langsame Aufsteigen. Aus der Kurve kann man auch klar sehen, dass der Strom eine gewisse Zeit lang vollständig Null ist, also der Bogen nicht existiert. Noch lehrreicher ist die Spannungskurve, welche auf Fig. 4 abgebildet ist. Hier sehen wir, dass die Spannung ganz plötzlich fast bis zu Null herabfällt und dann langsam aufsteigt. Aus den zwei abgebildeten Kurven wurde Kurve a bei ruhigem Singen beobachtet und Kurve b bei etwas unruhigem. — Wenn wir jetzt alles

Fig. 3.

zusammenfassen, was gesagt ist, so können wir eine klare Einsicht in den Mechanismus des musikalischen Bogens bekommen.

Wenn zum ruhig brennenden Bogen Selbstinduktion und Kondensator in der Abzweigung angeschaltet wird, so muss die Elektrizität in grosser Menge zu der Kapazität strömen. Wenn der Hauptstrom nicht stark genug ist, um gleichzeitig den Bogen zu speisen und den Kondensator zu laden, so muss infolge dieser Strömung die Spannung am Bogen sinken. Sie kann so weit herunter sinken, dass sie kleiner (oder auch gleich) als die Summe des Kathoden- und Anodenfalles wird und in dem Augenblick

Fig 4.

1) Simon und Reich, diese Ztschr. 4, 364, 1903; Simon, diese Ztschr. 4, 737, 1903.

muss der Bogen erlöschen. Dann bleibt schon nur der einfache Stromkreis — Kondensator-Batterie — übrig und die Ladung hängt vom Widerstand und Selbstinduktion, die in diesen Stromkreis eingeschaltet sind, ab. Der Kondensator lädt sich jetzt mehr oder minder schnell wahrscheinlich fast bis zur vollen Potentialdifferenz der Batterie. Aber zur selben Zeit, als sich der Kondensator lädt, wächst die Spannung auch in der Bogen-Stromabzweigung und in einem Moment, wenn die Kathode noch heiss genug ist, wird der Bogenwiderstand durchsetzt. Dann fängt der Bogen wieder an zu brennen und der Kondensator muss anfangen, sich zu entladen. Wegen des Daseins einer Selbstinduktion kann er sich nicht bis zur Bogenspannung entladen und dann stehen bleiben. Er geht bedingt bis zu Null herunter. Und wenn er da angekommen ist, so fängt das Spiel wieder von neuem an. Die Entladung des Kondensators vollzieht sich ungefähr nach den Thomsonschen Formeln, aber dem ist nicht so mit der Ladung. Jetzt können wir sehen, dass:

a) die Bedingung $\frac{dv}{di} < 0$ gar keine Bedeutung hat, denn während des Erlöschens des Bogens wird von dem Hauptstrom zum Kondensator ganz genügend Energie zugeführt und der Strom kann nur ausnahmsweise sinusförmig sein;
b) daraus folgt, dass musikalische Bögen theoretisch beliebiger Frequenz und mit beliebigen Elektroden bekommen werden können;
c) es muss die Kathode hohe Temperatur besitzen oder aktiviert sein; anders wird beim Anschliessen des Kondensators der Bogen erlöschen;
d) der Bogen wird nur unter gewissen Bedingungen der Stromstärke und der Potentialdifferenz an den Elektroden tönen (das habe ich auch im vorigen Jahre beobachtet, z B. ein 3,8 Amp. Bogen sang nur bei 56 Volt Spannung u. s. w.);
e) die Ladungsperiode muss von der Hauptstromstärke abhängen und je kleiner der Hauptstrom ist, desto länger muss die Ladungsperiode sein. Infolgedessen muss die Periode des musikalischen Bogens von der Hauptstromstärke abhängen und desto grösser sein, je schwächer der Strom. Das habe ich auch im vorigen Jahre beobachtet (ich bekam[1]): für einen 3,8 Amp. Bogen $T=0{,}000755$, für einen 3,0 Amp. $T=0{,}000788$; für einen 2,05 Amp. $T=0{,}000\,800$ und für 1,75 Amp. $T=0{,}000\,835$).

5. Das Singen des eisernen Bogens steht im klaren Widerspruch mit Punkt *c*. Denn es ist bekannt, dass die metallischen Kathoden sich schnell abkühlen und daher das Anzünden eines erloschenen Bogens zwischen Metallelektroden von selbst nicht erfolgen kann.[1]) Diesen Punkt wollte ich auch untersuchen. Wie schon oben gesagt, singt der metallische Bogen und auch der Bogen zwischen Kohlekathode und Eisen sehr unklar, er zischt sehr stark. Wenn aber auch ein Kohlenbogen zischt, so singt er sehr schlecht, unregelmässig und unklar. Als ich wirklich den Strom im singenden eisernen Bogen mit der Braunschen Röhre untersuchte, so bekam ich eine ganz verwirrte Kurve, in der ich nichts verstehen konnte, die aber gewiss nicht bis zur Null herabsank, also der Bogen in keinem Momente erlosch. Da mit einer solchen Kurve nichts anzufangen war und überhaupt der zischende Bogen sich schlecht zur Untersuchung eignet, so bemühte ich mich, einen ruhigen eisernen Bogen zu bekommen. Dazu musste ich den Strom bis 2 Amp. und niedriger senken und die Bogenlänge bis ungefähr einen Millimeter verkürzen. Dann bekam ich einen Bogen, der einen reinen, starken Ton ausgab, aber sehr schnell, ungefähr in $1/2$ Sek., erlosch. Das muss auch so sein, wenn die oben besprochene Theorie richtig ist, denn es ist keine Ursache zur Erhaltung hoher Temperatur oder Aktivierung der Kathode vorhanden. Man könnte durch Erhitzung der Kathode den Eisenbogen länger singen lassen. In dem von mir verwendeten Quecksilberbogen besteht die Sache anders. Das dauernde Singen des zischenden Bogens kann man noch nicht genügend erklären: es steht augenscheinlich in enger Verbindung mit dem noch wenig bekannten Phänomen des Zischens.

In dem Augenblick, wo der eiserne Bogen klar zu singen anfängt. wird seine Stromkurve auch klar und ähnlich der Kurve im Kohlenbogen. Der Strom sinkt dann in jeder Periode einmal bis zur Null.

Einen ähnlichen Fall bietet auch der Bogen zwischen Kohlekathode und Eisen. Es ist sehr schwer, auch diesen Bogen nicht zischend zu bekommen. Man muss dafür den Strom sehr schwach machen. Dann wird aber die Kohle zu wenig gewärmt und kühlt sehr schnell ab. Daher muss man sie scharf abspitzen bis zu einer Dicke von ungefähr $1\,1/2$—2 mm. In diesem Falle wird die Spitze stark erwärmt, verliert nicht so schnell ihre Wärme und der Bogen giebt einen starken, reinen Ton sekundenlang (einigemal bis zu 15—30 Sek.) ab. Am Ende kühlt sich doch die Kathode ab und der Bogen erlischt.

Ich beabsichtige noch den Bogen zwischen Kohle und Quecksilber eingehender zu unter-

1) Journ. Russ. Phys.-Chem. Ges. 1903, S. 635.

1) Blondel, C. R. **127**, 1016; **128**, 727; 1898.

suchen und Stromkurven für ihn zu bekommen. Auch soll der Quecksilberbogen auf seine Strom- und Spannungskurve untersucht werden.

6. Noch Einiges möchte ich über die stroboskopische Beobachtung des musikalischen Bogens sagen. In der Untersuchung des Bogens leistete mir die stroboskopische Methode gute Dienste, denn sie zeigte mir unzweifelhaft, dass der musikalische Bogen während jeder Periode erlösche. Ein Elektromotor drehte vor dem Bogen eine grosse (70 cm Durchmesser) Kartonscheibe, auf deren Umfang 96 Öffnungen gemacht waren. Eine Linse entwarf das Bogenbild auf die Öffnungen, eine zweite Linse gab ein Bild auf dem Schirm oder auf der photographischen Platte. Die Scheibe wurde in rasche Umdrehung gesetzt (ungefähr 12,5 U. per Sek.). Wenn dann die Zeit zwischen dem Vorübergehen zweier nebeneinander liegender Öffnungen vor dem Bogenbilde grade der vollen Bogenperiode gleich ist, so wird auf dem Schirm immer dieselbe Phase zu sehen sein. Man kann auch die Phase langsam sich ändern lassen, indem man die Scheibe sich etwas schneller oder langsamer umdrehen lässt. So ist es möglich, jede beliebige Phase zu untersuchen, zu photographieren, und auch allen Erscheinungen, die sich im musikalischen Bogen während einer Schwingung vollziehen, zu folgen. Es ist auch sehr interessant, den Bogen sich verkleinern, dann plötzlich erlöschen, eine Zeitlang dunkel bleiben, wieder erscheinen und wachsen zu sehen. Solche Beobachtungen, glaube ich, könnten noch viel Interessantes über den Bogen überhaupt und auch insbesondere über den musikalischen Bogen ergeben. Ich versuchte auch, Photographien einiger Phasen zu machen. Zwei von ihnen sind auf Fig. 5 abgebildet. Rechts ist der Bogen im Maximum, links im Minimum vorgestellt. Man kann leicht sehen, dass der Bogen vollständig erlischt und nur noch die leuchtenden Kohlenspitzen (auf Fig. 5 nur die Anode) etwas sichtbar bleiben. Die Exposition beider Photographien war ungefähr

Fig. 5.

$^1/_{200}$ Sek. Die Periode des Bogens 0,00075 Sek., die Elektroden aus Homogenkohlen. — Als ich auch den eisernen zischenden und singenden Bogen stroboskopisch untersuchen wollte, konnte ich durchaus keine Stroboskopie erzielen. Das ist auch leicht erklärlich, denn der zischende Bogen giebt selbst starke Lichtintensitätsschwankungen und verwirrt die Stroboskopie. Im Gegensatz hierzu giebt der Quecksilberbogen eine genügend klare Stroboskopie. Eingehender habe ich den letzteren auf stroboskopischem Wege noch nicht untersucht. — In allen hier beschriebenen Experimenten hatte ich in dem Kondensatorstromkreise eine Kapazität von 3,43 MF. und eine Selbstinduktion von $3{,}4 \cdot 10^{-3}$ Henry.

Universität St. Petersburg, Physikal. Institut.

(Eingegangen 16. Juni 1904.)

Ein eigentümliches Drehmoment im Wechselstrommagnetfelde.

Von Hans Axmann.

Wenn man in das Feld eines stabförmigen Wechselstrommagneten M (Stromstärke ca. 15 Amp. bei 110 Volt) möglichst parallel den austretenden Kraftlinien, am besten in horizontaler Lage einen Stab (Draht) D von weichem Eisen bringt, so dass dieser dem Pol P nahe kommt, aber denselben nicht berührt, vielmehr,

A B M S RP D B' A' P

am andern Ende RP (Ruhepunkt) fixiert, frei schwingen kann, so treten an demselben eigentümliche Drehmomente auf, welche sich auf andere drehbar an ihm befestigte Körper übertragen lassen.

Zu den letzteren nimmt man am einfachsten eine Pappscheibe (Postkarte) S, 8—10 cm Durchmesser, lose aufgesteckt, welcher man eine feste, kurze Achse aus diamagnetischem Stoffe geben kann; statt der Pappe können auch Metallröhren und Ringe, wie aus Aluminium oder Silber Verwendung finden. — Bei Stromschluss kreist die Scheibe mit grosser Geschwindigkeit, und zwar, wenn der schwingende Draht mit dem freien Ende in der Richtung AA' geführt wird, links herum, in der Richtung BB' entgegengesetzt. Die Geschwindigkeit ist in der Mitte $O = 0$, wächst nach der Peripherie, um jenseits zu erlöschen. Ähnliche Effekte kommen zustande, wenn man in geeigneter Weise ein Blatt Papier vor dem horizontal gelagertem Magnetpol anbringt und mit sehr fein verteiltem Eisenpulver in bekannter Art bestreut. Man erhält dann vier kleine,

abgegrenzte Kreise, deren Inneres leer ist, während an der Peripherie alles eilig in der oben angegebenen Richtung wandert.

Die Ursache dürfte in Schwingungen des Stabes D liegen, welche gemäss dem Takt des Wechselstroms eventuell unter gleichzeitigem Einfluss der Schwerkraft die Effekte ergeben.

(Eingegangen 12. Mai 1904.)

Dauernde elektrische Hauchfiguren.

Von Hans Axmann.

Eine eigentümliche Form sogenannter elektrischer Hauchfiguren gelang es dem Verfasser zu erzeugen bei Ableitung hochgespannter elektrischer Ströme auf Glasflächen. Im Gegensatz zu den sonst bekannten Blitzfiguren, welche unbeständig sind und sich durch Abwischen entfernen lassen, erwiesen sich die meinigen als dauernd. Wenigstens besitze ich Glasplatten, welche 10 Jahre alt, trotz aller Reinigung in schärfster Weise, beim Anhauchen stets wieder die alten Figuren zeigen. Unter dem Mikroskop bestehen dann an diesen Stellen auffallend kleine, runde Wassertröpfchen, welche sich scharf gegeneinander abgrenzen und das Licht eigentümlich brechen. — An diesen Glasplatten war auf keine der üblichen Methoden eine Veränderung nachzuweisen.

Hervorgerufen wurden diese Figuren am besten, wenn man einen Pol des Funkeninduktors (50 cm Schlagweite) mit dem Rande der Glasplatte verband, während der andere an die auf dem Glase lagernde, metallene Matrize Anschluss fand. Die Polrichtung war gleichgültig. Es erschien nur ein gewisser sanfter, nicht zu schwacher Druck unter gutem Anliegen am Glase nötig, weil sonst die Figuren nicht dauerten. Daher empfiehlt sich weiches Metall, das von einer Feder angedrückt wird. Die elektrischen Entladungen konnten, wie bei den gewöhnlichen Hauchfiguren, nach Ries und Karsten, auch dunkle sein.

(Eingegangen 12. Mai 1904.)

Tonfiguren.[1])

Von Julius Peiser.

Bei Gelegenheit des Reinigens dünner Glasplättchen — „Objektträger“ und „Deckgläschen“, wie sie in der mikroskopischen Technik verwandt werden — machte ich eine Beobachtung, die ich im folgenden zu beschreiben mir erlauben möchte.

Wenn ich die Glasplättchen, die ich an einem Ende festhielt, mit einem mit Alkohol befeuchteten Fliesspapier oder Leinwandläppchen rieb, entstand häufig ein höherer oder niederer Ton, wie er wohl jedem bekannt ist, in dessen Nähe gelegentlich einmal die Fensterscheiben des Zimmers trocken gerieben wurden. Dabei nun gewahrte ich, dass die dünne Alkoholschicht, welche die Oberfläche des Glases bedeckte, zugleich mit dem Entstehen des Tones sich wellenförmig im Verlaufe der Reibungsrichtung kräuselte. Entstand kein Ton, so zeigte sich auch die Wellenfigur nicht. Bei genauerem Zusehen konnte ich dann beobachten, dass beim Entstehen eines niedern Tones Wellen von grösserer Wellenlänge, beim Entstehen eines höheren Tones solche Wellen von geringerer Länge auftraten.

Indem der Alkohol verdunstete, verschwand das zierliche Bild rasch, und mein Bestreben war jetzt darauf gerichtet, jene Wellen zu fixieren: es handelte sich darum, eine Flüssigkeit zu finden, welche schnell verdunstet, jedoch einen feinen Rückstand hinterlässt. Als geeignete Flüssigkeit erwies sich für meinen Zweck eine Mischung von 96 proz. Alkohol und einer starken Lösung von Kanadabalsam im Xylol. Vorteilhafter noch erwies sich eine nicht zu starke Aufschwemmung von Kieselguhr in 96 proz. Alkohol. Mit Hilfe dieser Flüssigkeit gelingt es, namentlich bei langsamem Reiben, leicht, die Wellenfigur zur Anschauung zu bringen.

Die Wellenlänge ist nicht überall gleichmässig, wie sich deutlich besonders am Anfange der Wellen erkennen lässt. Ich halte dies für eine Folge einerseits verschiedener Intensität des Reibens in den aufeinander folgenden Zeiteinheiten, andererseits der Befestigung des Glasplättchens nur an einem Ende, und des Umstandes, dass anfangs eine ruhende, alsbald aber eine schwingende Glasplatte gerieben wird. In der Mitte sind die Wellenlängen gleich.

Da ich z. Z. durch anderweitige Arbeiten in Anspruch genommen bin, muss ich es mir leider versagen, meine Beobachtung weiter zu verfolgen, und mich damit begnügen, die Beobachtung als solche mitzuteilen.

(Eingegangen 13. Juli 1904.)

1) Eine Beobachtung am K. Physiologischen Institut der Universität Breslau.

Nachtrag zu meiner Arbeit: „Über die spektrale Energieverteilung der „Quecksilber-Lampe aus Quarzglas".“ [1])

Von E. Ladenburg.

Nachdem die im vorigen Heft erschienene Arbeit[1]) zum Druck abgesandt war, erschien von A. Pflüger[2]) in derselben Zeitschrift eine Arbeit: „Die Quecksilberlampe als ultraviolette Lichtquelle.“ Die Unterschiede zwischen den von Pflüger und mir erhaltenen Werten im ultravioletten Teile des Spektrums könnten vielleicht ihre Ursache in der verschiedenen Absorptionsfähigkeit der benutzten Quarzteile haben und die Aufklärung dieser Frage soll Gegenstand einer weiteren Untersuchung sein. Dass dagegen die Energie bei 546 $\mu\mu$ grösser ist als bei 578 möchte ich bestimmt behaupten, da diese Thatsache mit Quarz-Prisma und Quarz-Objektiven, mit Glasprisma und Glas-Objektiven, und mit Glasprisma und Spiegeln gefunden ist.

1) Diese Zeitschr. 5, 525, 1904.
2) A. Pflüger, diese Zeitschr. 5, 414, 1904.

(Eingegangen 11. August 1904.

REFERATE.

Elektrotechnik.
Besorgt von Prof. Dr. H. Th. Simon.

M. Janet, Der Edison-Akkumulator, Untersuchungen aus dem Laboratoire d'Électricité. [Bull. Soc. Internat. des Électriciens. 2. Ser., T., III, 404—435 (1903).]

Von dem I. Teil der interessanten Arbeit sei folgendes erwähnt: Der Edison-Akkumulator ist ein Sekundärelement, bei welchem die aktiven Massen des negativen Pols aus einem Gemisch von Fe und FeO, die des positiven Pols aus Ni_2O_3, das bei der Ladung in NiO_2 übergeht, bestehen. Das Leitvermögen beider Substanzen wird durch Zusatz von Graphit erhöht. Charakteristisch für dieses Element ist, dass die aktiven Substanzen nicht unmittelbar in den Elektrolyt — 20 prozentige KOH — eintauchen, sondern von kleinen Kästen aus sehr dünnem Ni-Stahl eingeschlossen werden. Diese Kästchen zeigen auf ihren Breitseiten feine Durchbohrungen; die Ni-Hüllen mit Inhalt werden in die Maschen des Elektrodengitters eingepresst. 14 positive und ebensoviele negative Elektroden werden in einem vernickelten Behälter aus gewalztem Eisenblech isoliert montiert; die ganze Apparatur wird luftdicht abgeschlossen, um der Einwirkung der Kohlensäure der Luft auf den Elektrolyt zu begegnen.

Eine Theorie dieses Akkumulators giebt der Verfasser nicht. Die Frage, welche Rolle die Ni-Hülsen spielen, bleibt offen.

Hervorragendes Interesse beansprucht der II. Teil der Arbeit, die Resultate der zahlreichen und eingehenden Untersuchungen von M. Janet.

I. Der Abfall der E. M. K. des Edison-Akkumulators während der Entladung zeigt anfänglich grosse Ähnlichkeit mit dem Blei-Akkumulator; auf 0,75 Volt bleibt die E. M. K. einige Zeit konstant, fällt aber dann plötzlich auf 0,3 Volt. Dieses Verhalten ist charakteristisch für den Edison-Akkumulator. Der Verfasser vermutet, dass in der Phase vor dem plötzlichen Abfall die Reduktion von NiO_2 zu Ni_2O_3 und in der folgenden Phase die weitere Reduktion von Ni_2O_3 erfolgt.

II. Wird die Entladung bei 0,75 Volt unterbrochen, so steigt die E. M. K. nach ganz kurzer Zeit auf 1,3 Volt. Bei einem durchschnittlichen Ladestrom von 60 Amp. erreicht dann die E. M. K. der untersuchten Zelle einen Wert von 1,7 Volt, wo sie sich einige Zeit konstant hält und erlangt schliesslich den Wert 1,8 Volt; gleichzeitig findet Gasentwickelung (H_2 und O_2) statt.

III. Der innere Widerstand beträgt in geladenem Zustand 0,0025 Ohm, in entladenem 0,0035 Ohm.

IV. Die Kapazität sinkt bei wachsender Beanspruchung. Interessant ist ein Vergleich mit dem Blei-Akkumulator; bei schwachen Strömen zeigt der Blei-Akkumulator grössere Kapazität als der Edison-Akkumulator; wird die Beanspruchung auf etwa 7—9 Wattstunden pro Kilogramm gesteigert, so sinkt die spezifische Kapazität um 30 bis 40 Prozent. Stärkere Inanspruchnahme des Blei-Akkumulators ist nicht möglich, ohne ihn vollständig unbrauchbar zu machen. Dem Edison-Akkumulator dagegen können ohne Nachteil bis 26 Wattstunden pro Kilogramm entnommen werden; seine spezifische Kapazität sinkt in diesem äussersten Fall um 30 Prozent.

V. Bei wachsendem Ladestrom sinkt die Kapazität.

VI. Der Wirkungsgrad und Nutzeffekt steigen mit abnehmender aufgewandter Elektrizitätsmenge bezw. Energie. Wegen des Interesses, das dieser Punkt beansprucht, lassen wir einige Zahlen folgen:

Aufgenommene Elektrizitätsmenge in Amp.-Stunden	Abgegebene Elektrizitätsmenge in Amp.-Stunden	Wirkungsgrad %	Aufgenommene Energie in Watt-Stunden	Abgegebene Energie in Watt-Stunden	Arbeitsnutzeffekt %
253	156	61,7	440	189	43,0
204	149	73,0	355	183	51,5
177	140	79,1	305	170	55,0

Die Zahlen dieser Tabelle gelten für Ladung und Entladung mit der gleichen Stromstärke von 50 Ampère.

Diese Versuche sprechen sehr zu Ungunsten des Edison-Akkumulators; der Blei-Akkumulator hat einen Arbeitsnutzeffekt von 75—80 Prozent.

VII. Bei steigender Temperatur steigt die Kapazität; die Arbeiten über diesen Punkt sind noch im Gange.

VIII. Die Kapazität der *Ni*-Elektrode ist fast ausschliesslich massgebend für die Gesamtkapazität des Edison-Akkumulators.

IX. Vorschriftswidriges Behandeln dieses Sammlers, z. B. Kurzschluss während längerer Zeit, langes Stehen in entladenem Zustand, Verwechselung der Pole beim Aufladen u. a. m. sind von keinem Einfluss auf die Kapazität.

Seine hohe Kapazität selbst bei ausserordentlicher Beanspruchung, seine grosse Widerstandsfähigkeit gegen die stärksten Ströme geben dem Edison-Akkumulator einen grossen Vorzug vor dem Blei-Akkumulator. K. Sauer.

(Eingegangen 25. März 1904.)

BESPRECHUNGEN.

Karl Scheid, Chemisches Experimentierbuch für Knaben. gr. 8. VIII u. 204 S. mit 78 Abbildgn. Leipzig, B. G. Teubner. 1904. Geb. in Leinw. M. 2,80.

Das für die reifere Jugend bestimmte Buch enthält ausser Beschreibungen der einfachsten Geräte und Handgriffe, die beim chemischen Arbeiten vorkommen, eine Anleitung zum Experimentieren und zur Herstellung der bekanntesten chemischen Verbindungen. Nicht nur anorganische Stoffe, sondern auch organische Verbindungen bis zu Zucker und Seife werden in den Bereich der Versuche gezogen, und der Verfasser hat ohne Zweifel seinen Vorsatz — ein Nebenstück zu den vielen physikalischen Experimentierbüchern zu geben — mit Geschick gelöst. Die zahlreichen, grösstenteils sehr zweckmässigen Abbildungen und ein umfassendes Sachregister erhöhen die Brauchbarkeit des Buches. M. Bose.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

G. Lunge, Technisch-Chemische Analyse. 12⁰. 128 S. mit 16 Abbildgn. Sammlung Göschen Nr. 195. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung, 1904. M. —,80.

E. Wedekind, Stereochemie. 12⁰. 107 S. Mit 34 Figuren im Text. Sammlung Göschen Nr. 201. Leipzig, G. J. Göschen'sche Verlagshandlung. Gebunden M. —,80.

Das erste dieser Heftchen enthält eine kurze Anweisung für die mit technisch-chemischen Analysen beschäftigten Chemiker und behandelt aus dem Schatze reicher Erfahrung heraus die verschiedensten Untersuchungsmethoden auf diesem Gebiete. Der Inhalt des Büchleins liegt jedoch den Lesern dieser Zeitschrift zu fern, als dass ein näheres Eingehen an dieser Stelle gerechtfertigt erschiene.

Dagegen ist die kleine Stereochemie von Wedekind auch für Nichtchemiker von Interesse, da man hier in leichtverständlicher und übersichtlicher Form die wohlbekannten und auch die neuesten Lehren der Raumchemie kurz skizziert findet. Ausser der Stereochemie des Kohlenstoffs wird auch die des Stickstoffs, des Schwefels und Selens nebst den zugehörigen Theorien behandelt. Den Abschluss des Heftes bildet ein kurzer Überblick über die Beeinflussung chemischer Reaktionen durch räumliche Faktoren. M. Bose.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

A. Miethe, Dreifarbenphotographie nach der Natur nach den am photochemischen Laboratorium der technischen Hochschule zu Berlin angewandten Methoden. gr. 8. IX und 80 S. mit Abbildungen und 1 Farbdruck. Halle a. S., Wilhelm Knapp. 1904. M. 2,50.

Das hier vorliegende Heft 50 der Encyklopädie der Photographie bringt eine eingehende Beschreibung einer bewährten und allem Anscheine nach relativ auch sehr bequemen Methode der Photographie in natürlichen Farben nach dem Dreifarbenprinzip. Berufsphotographen wie Amateure werden diese von berufener Hand abgefasste, eingehende und klare Anleitung mit Freuden begrüssen. E. Bose.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

Hugo Bethmann, Die Hebezeuge. Elemente der Hebezeuge, Flaschenzüge, Winden und Krane. Ein Handbuch für Entwurf, Konstruktion und Gewichtsbestimmung. gr. 8. XII u. 475 S. mit 704 Abbildungen und 74 Tabellen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1904. M. 12,—

Für jeden näher ausgebildeten Zweig menschlichen Wissens ist es eine Vorbedingung, dass für ihn ein gemeinsames Verständigungsmittel vorhanden ist, durch das man möglichst genau und rasch die Gedanken austauschen kann. Für die konstruierende Technik dient hierzu vor allem die Zeichnung. Für ein wertvolles Lehr- und Handbuch irgendeines Konstruktionszweiges der Technik ist die gute Zeichnung eine notwendige Bedingung. — Für das vorliegende Buch von H. Bethmann, die Hebezeuge, ist diese Bedingung vollauf erfüllt. Die Zeichnungen sind nach Ausführung und Drucklegung vorbildlich, wie das ganze Werk von der bekannten Sorgfalt des Verlags zeugt. Die Reichhaltigkeit des Buches wird dem Anfänger im Berechnen der Elemente der Hebezeuge ebenso gerecht, wie es dem Konstrukteur der Praxis durch die in übersichtlichen Tabellen zusammengestellten Rechnungsresultate der notwendigen Maschinenelemente flottes Arbeiten gestattet. Die zahlreich beigefügten, klaren Zusammenstellungszeichnungen und Photographien fertiger Hebezeuge entsprechen der Mannigfaltigkeit, die gerade im Hebezeugbau herrscht.

H. Hort.

(Eingegangen 5. Juli 1904.)

M. Wilhelm Meyer, Die Naturkräfte. Ein Weltbild der physikalischen und chemischen Erscheinungen. gr. 8. XVI u. 671 S. mit 474 Abbildgn. im Text und 29 Tafeln. Leipzig, Bibliographisches Institut. 1903. geb. M. 17,—

Gegenüber der immer weiter fortschreitenden Spezialisierung der gesamten wissenschaftlichen und wirtschaftlichen Thätigkeit erscheint der Versuch des bekannten Verfassers, „ein Weltbild der physikalischen und chemischen Erscheinungen“ einem gebildeten und naturwissenschaftlich interessierten Laien-Publikum zu geben, äusserst verdienstlich und sehr willkommen, zumal, wenn dies in einer so ausserordentlich anregenden und geistvollen Weise wie in dem vorliegenden Buche geschieht. Bei durchweg klarer und reizvoller Darstellung erscheint die Fähigkeit des Verfassers, die im Weltall räumlich zerstreuten Phänomene der organischen und anorganischen Natur zu einem einheitlichen Gemälde zu verknüpfen, sehr anerkennenswert.

Eine eingehendere Angabe über den überaus reichen Inhalt des Werkes zu machen, der sich über alle Zweige der Physik, Chemie erstreckt und beständig Anwendungen dieser Wissenschaften auf Zoologie, Physiologie auf Botanik, Geologie und Mineralogie auf Himmelskunde bringt, kann nicht Aufgabe dieser Zeilen sein. Wer sich von der Methodik des Verfassers, von der so vielseitigen Ideenverknüpfung in dem Buche ein Bild machen will, dem empfehlen wir die Lektüre des Abschnittes über die photochemischen Vorgänge. — Wer einmal sich in ein solches Kapitel vertieft hat, wird nicht so leicht das Buch wieder zur Seite legen, sondern weiter den Reiz desselben auf sich wirken lassen.

Da eine Zahl bedeutender Gelehrter dem Verf. zur Seite gestanden haben, wie Riecke, Goldstein, Landolt u. a., so ist dadurch schon eine Berücksichtigung der neuesten Resultate der Wissenschaft, sowie die Zuverlässigkeit der Angaben durchaus verbürgt.

Die Ausstattung ist vortrefflich und dem Rufe des Bibliographischen Instituts in jeder Weise würdig.

Behrendsen.

(Eingegangen 24. Juni 1904.)

Jos. Gajdeczka, Maturitäts-Prüfungsfragen aus der Physik. 3., gänzlich umgearbeitete Auflage. gr. 8. III u. 207 S. mit 58 Abbildungen. Wien, F. Deuticke. 1904. M. 2,—

Für solche, die an einer höheren Lehranstalt die Maturitätsprüfung zu bestehen haben (also insbesondre wohl für die sogenannten Extraneer), hat der Verfasser das Buch als Hilfsmittel zum Repetieren der wichtigsten Lehren der Physik bestimmt. Seine Darstellung ist stets korrekt und klar, aber dabei kurz und gedrängt. Den jedesmaligen Kapiteln sind die Überschriften in Form von Fragen vorangeschickt, wodurch ein leichteres Orientieren ermöglicht wird, was wichtig ist, zumal irgendwelche Register nicht vorhanden sind. Eine streng systematische Reihenfolge ist nicht innegehalten, doch erscheint der Zusammenhang niemals gestört.

Die nötigsten Begründungen und Ableitungen auch in mathematischer Sprache sind vorhanden, so dass die Brauchbarkeit des Buches für den genannten Zweck wohl ausser Frage steht, um so mehr, als vielfach Beispiele und Aufgaben beigefügt sind.

Etwas zu kurz kommt die Elektrizitätslehre weg, innerhalb welcher leider der Potentialbegriff nicht eigentlich verwertet wird. Es wird seiner nur als Arbeitsgrösse einmal rechnerisch Erwähnung gethan, und die Formel für das Potential im elektrischen Felde angegeben.

Behrendsen.

(Eingegangen 24. Juni 1904.)

J. Traube, Grundriss der physikalischen Chemie. Lex. 8. VIII u. 360 S. mit 24 Abbbildgn. Stuttgart, F. Enke. 1904. M. 9,—, in Leinw. geb. M. 10,—.

Bei der grossen Zahl vorzüglicher Werke über physikalische Chemie muss sich bei jedem neu erscheinenden Buche über diesen Gegenstand immer eindringlicher die Frage erheben: Entspricht das neue Buch einem wirklichen Bedürfnisse? Diese Frage zu bejahen wird für den Referenten natürlich mit jedem neuen Lehrbuche schwerer. Da der Verfasser, wie er hervorhebt, die Absicht gehabt hat, ein besonders leicht verständliches Lehrbuch der physikalischen Chemie mit möglichst wenig Anforderungen an den Leser zu schreiben, so muss sich der Berichterstatter zu der Ansicht bekennen, dass in dieser Beziehung jedenfalls kein erkennbarer Vorzug vor anderen Werken erreicht worden ist. Vom Standpunkte des Verfassers aus muss andererseits als neu zugestanden werden, dass in dem vorliegenden Werke einmal Anschauungen mehr in den Vordergrund gerückt werden, welche in den übrigen Lehrbüchern nicht erheblich zu Worte kommen. Ob damit allerdings einem dringenden Bedürfnisse abgeholfen wird, möchte Referent dahingestellt sein lassen. Der Versuch, die für die physikalische Chemie nötige höhere Mathematik auf 10 Druckseiten zu entwickeln, muss als verfehlt bezeichnet werden. E. Bose.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

H. Hess, Die Gletscher. gr. 8. XI u. 426 S. Mit 8 Vollbildern, zahlreichen Abbildungen und 4 Karten. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1904. M. 15,—, in Leinw. geb. M. 16,—.

Das vorliegende, von der Verlagsbuchhandlung mit gewohnter Sorgfalt ausgestattete Buch bietet nicht nur dem Physiker eine Fülle des Interessanten, sondern auch jedem Freund der alpinen Natur, dem es nicht nur um das Sehen, sondern auch um das Verstehen zu thun ist, einen reichen Schatz von Kenntnissen und Erfahrungen über die wunderbare Gletscherwelt, deren erhabener Reiz und deren gewaltige Schönheiten jedem in der Erinnerung haften bleiben, der sie einmal recht zu geniessen Gelegenheit hatte. Obgleich rein wissenschaftlich die Gesamtheit der Gletscherphänomene auf Grund der neuesten Kenntnisse und Erfahrungen behandelnd, bietet die Darstellung doch überall auch jedem gebildeten Naturfreunde leichtfassliche Aufklärung und Anregung. Dem Referenten ist bei der Lektüre die Erinnerung an seine Genfer Studienzeit, an zahlreiche herrliche Touren wieder lebendig und neue Sehnsucht nach den Schönheiten der Hochgebirgs- und Gletscherwelt erweckt worden.

E. Bose.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

Richard Klimpert, Lehrbuch der Akustik. 1. Band: Periodische Bewegungen, insbesondere Schallwellen. Für das Selbststudium und zum Gebrauch an Lehranstalten bearbeitet nach System Kleyer. gr. 8. XI u. 217 S. mit 257 Erklärungen und 106 in den Text gedruckten Figuren, nebst einer Sammlung von 70 gelösten und analogen ungelösten Aufgaben, nebst den Resultaten der letzteren. Bremerhaven, L. v. Vangerow. 1904. M. 4,50.

In ca. 300 Fragen und Antworten nebst vielen sachlichen Erklärungen und über hundert Figuren wird das Gebiet der periodischen Bewegungen und namentlich der Schallwellen systematisch durchstreift und das Wesen der musikalischen Töne behandelt. Für das Selbststudium dürfte das mit Sorgfalt redigierte Buch in der That sehr geeignet sein, da es mit den geringsten möglichen Voraussetzungen operiert und an die Vorbildung des Lesers fast keinerlei Anforderungen stellt. Den Lesern dieser Zeitschrift kann das Buch natürlich nichts wesentlich Neues bieten. E. Bose.

(Eingegangen 4. August 1904.)

F. Reuleaux, Abriss der Festigkeitslehre für den Maschinenbau. gr. 8. XIII u. 128 S. Mit 75 Abbildungen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1904. M. 4,—

Das Buch ist ein besonderer Abdruck des ersten Teils von Reuleauxs neu erschienenem „Konstrukteur". Es kann deshalb naturgemäss nicht als selbständiges Buch, etwa als Ersatz einer Materialienkunde aufgefasst werden. Um den mit den Materialbeanspruchungsziffern rechnenden „Konstrukteur" mit dem Wesen seines Baumaterials vertraut zu machen, ist das Buch zweckentsprechend, wenn es auch etwas schematisierend wirkt. H. Hort.

(Eingegangen 15. Juli 1904.)

M. L. Marchis, Thermodynamique I. Notions fondamentales. Mit Vorrede von P. Duhem. Grénoble. Gratier et Rey. Paris, Gauthier Villars. 1904. Fr. 5,—.

Dass die für die zukünftigen Ingenieure in erster Linie bestimmte Thermodynamik von Mar-

chis, deren erster Band hier vorliegt, dem Leser mit gutem Gewissen empfohlen werden kann, dafür bürgt der Name Duhems, welcher dem Werke eine ausführliche Einleitung vorausschickt. Die Fundamentalbegriffe der Thermodynamik werden hier in durchweg elementarer und sehr übersichtlicher Weise behandelt. Da das Werk noch nicht vollständig vorliegt, möge dieser kurze Anzeige genügen. E. Bose.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

R. Blondlot, Rayons „N". Recueil des communications faites à l'académie des sciences. Paris, Gauthier Villars. 1904.

Ein Abdruck der in den Comptes rendus erschienenen Arbeiten des Verfassers von der angeblichen Polarisation der Röntgenstrahlen an bis auf die neueste Zeit. Diejenigen, welche es gelüstet, die *N*-Strahlen zum Gegenstande ihrer Arbeit zu machen, werden diese Sammlung der Blondlotschen Arbeiten gewiss begrüssen, zumal ein Phosphoreszenzschirm zur Beobachtung der geheimnisvollen Effekte beigegeben ist. Dem Referenten machen jedoch die Erläuterungen, die zur speziellen Handhabung des Schirmes gegeben werden, den Eindruck, als ob die Einwände von Lummer und von Baumhauer nur allzu berechtigt sind.

E. Bose.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

Max Roloff und Paul Berkitz, Leitfaden für das elektrotechnische und elektrochemische Seminar. Für Studierende der Elektrotechnik, Physik, Mathematik, physikalische und Elektrochemie, Maschinenbaukunde, sowie für den in der Praxis stehenden Ingenieur und Chemiker. gr. 8. VIII u. 296 S. mit 75 Figuren. Stuttgart, F. Enke. 1904. M. 6,—, in Leinw. M. 7,—.

Es liegt hier eine Sammlung durchgeführter Aufgaben vor, die sich auf elektrotechnische, elektrochemische und allgemein physikalisch-chemische Fragestellungen erstreckt. Zweck des Werkchens ist, den Studierenden an möglichst vielseitig ausgewählten Problemen die mathematisch und physikalisch richtige Angriffsweise zur Lösung und die sachgemässe Verwertung der Resultate zu zeigen. Für seminaristische Übungen und für Repetitionen wird das Buch in der Hand genügend vorgebildeter Studierender Gutes zu wirken imstande sein.

E. Bose.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

Jahrbuch der Elektrochemie. 9. Jahrgang. Berichte über die Fortschritte des Jahres 1902. Herausgegeben von Heinr. Danneel. gr. 8. XI u. 750 S. mit Abbildgn. Halle, W. Knapp. 1904. M. 24,—.

Das Jahrbuch der Elektrochemie ist seit einer Reihe von Jahren zum unentbehrlichen Handwerkszeug des Elektrochemikers und aller derer, welche in ihren wissenschaftlichen Arbeiten mit der Elektrochemie in Beziehung stehen, geworden. Es bedarf daher nur des Hinweises, dass jetzt der Bericht über die Fortschritte des Jahres 1902 in Gestalt eines stattlichen Bandes vorliegt, der sich seinen Vorgängern in Bezug auf Vollständigkeit, innere Abrundung und Ausstattung würdig anreiht.

E. Bose.

(Eingegangen 3. Juni 1904.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es wurden ernannt zu ausserordentlichen Professoren der Physik: Dr. Anton Lampe, Dr. Hans Benndorf, beide an der Universität Wien, Dr. F. Streintz an der Universität Graz. Zum etatsmässigen Professor für Maschineningenieurwesen an der technischen Hochschule zu Aachen der Regierungsbaumeister Reinhold Lutz, zum etatsmässigen Professor der Werkzeugmaschinenkunde an der technischen Hochschule zu Berlin Dr. Ingenieur Georg Schlesinger. Geh. Hofrat Dr. Karl Rohn, ordentlicher Professor für darstellende Geometrie an der Technischen Hochschule in Dresden wurde zum 1. April 1905 als ordentlicher Professor für Mathematik an die Universität Leipzig berufen.

Es erhielt die Professur für technische Physik und landwirtschaftliche Maschinenkunde, verbunden mit der Leitung des Institutes für technische Physik an der Universität Göttingen: Prof. Dr. Ludwig Prandtl, bisher Professor für Mechanik an der technischen Hochschule in Hannover.

Es habilitierten sich: Dr. K. Fritsch an der technischen Hochschule Darmstadt für Physik und Photographie, an der Universität Greifswald Dr. O. Anselmino für Chemie, an der Universität Berlin Dr. Ristenpart für Astronomie und Dr. E. Gehrcke für Physik.

Verliehen wurde der Titel als Professor: dem Privatdozent für Physik an der Universität Greifswald Dr. Karl Schreber und dem Abteilungsvorsteher am 1. Chemischen Institut der Universität Berlin Privatdozenten Dr. Robert Pschorr.

Der Lecomte-Preis von 50000 Franken für die interessanteste Leistung in der Physik ist von der Pariser Akademie der Wissenschaften dem Professor Blondlot für seine Untersuchungen über die N-Strahlen zuerkannt worden.

Gestorben: der ord. Professor emer. an der Universität St. Petersburg, Dr. Petr Petrovic van der Vliet (Physiker) im 65. Lebensjahre.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. | 15. September 1904. | 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 19 am 21. September 1904.

INHALT:

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die von der Strahlung radioaktiver Körper hervorgerufene sekundäre Strahlung.

Von Henri Becquerel.[1])

Soeben lese ich in der letzten Nummer der Physikalischen Zeitschrift (S. 502) eine Mitteilung von Herrn F. Paschen: „Über eine von den Kathodenstrahlen des Radiums in Metallen erzeugte Sekundärstrahlung." Diese Arbeit scheint einige Versuche zu enthalten, welche beinahe identisch sind mit solchen, die ich vor mehreren Jahren publiziert habe. Herr Paschen scheint von diesen Versuchen keine Kenntnis gehabt zu haben, denn er hat sie nicht citiert und giebt ähnliche Resultate, wie ich sie erhalten hatte, als neue an.

Seit 1896, zwei Jahre bevor vom Radium die Rede war, habe ich Sekundäreffekte beobachtet, die von den β-Strahlen des Urans hervorgebracht waren. Im Verlauf meiner weiteren Untersuchungen bin ich des öfteren auf die sekundären Erscheinungen zurückgekommen, namentlich in folgenden Publikationen aus den Comptes Rendus de l'Académie des Sciences: Band **128** S. 774 (27. März 1899), Band **130** S. 981 (9. April 1900); Über die sekundäre Radioaktivität der Metalle Band **132** S. 371 (18. Februar 1901); Über die sekundäre Radioaktivität Band **132** S. 734 (27. März 1901); Über die magnetische Zerlegung der Strahlung des Radiums und über die von dieser Strahlung hervorgerufene sekundäre Strahlung, Band **132** S. 1286 (3. Juni 1901); Über die Polonium-Strahlung und die von dieser hervorgerufene sekundäre Strahlung, Band **136** S. 977 (27. April 1903).

Schon die Titel zeigen, dass die behandelten Fragen auch die von Herrn Paschen wieder aufgenommenen umfassen. Verschiedene photographische Aufnahmen, welche die erhaltenen Resultate deutlich zeigen, sind mit dem Text eines vor der Royal Institution in London am 7. März 1902 gehaltenen Vortrages wiedergegeben, und der Gegenstand ist ferner in einer ausgedehnten Monographie behandelt worden, welche unter dem Titel: „Untersuchungen über eine neue Eigenschaft der Materie, strahlende Aktivität oder Radioaktivität der Materie", den 41. Band der Mémoires de l'Académie des Sciences de l'Institut de France bildet und im Oktober 1903 erschienen ist.

Diese Abhandlung enthält zahlreiche photographische Darstellungen, von welchen ich Ihnen beiliegend einige schicke mit der Bitte, sie in der Physikalischen Zeitschrift zu veröffentlichen und so zur Kenntnis Ihrer Leser zu bringen.

Ich habe übrigens auch Gelegenheit gehabt, die Mehrzahl dieser Photographien zahlreichen Gelehrten zu zeigen sowohl in Frankreich wie in England, in Rotterdam, Berlin und Stockholm.

Fig. 1.

Figur 1, am 8. März 1900 aufgenommen, stellt die in einem Magnetfeld von ungefähr 2000 C.G.S.-Einheiten durch β-Strahlen des Radiums erhaltenen Einwirkungen dar und zwar unter Streifen von schwarzem Papier, Aluminium

1) Brief an die Redaktion dieser Zeitschrift vom 16. August 1904.

(Dicke 0,10 mm) und Platin (Dicke 0,03 mm). Die erhaltenen Einwirkungen, welche gewissermassen Absorptionsspektra darstellen, sind hervorgebracht durch die auf der Austrittsfläche der Streifen hervorgerufenen Sekundärstrahlen, die ihrerseits erzeugt werden durch die einfallenden Strahlen, deren obere und untere Ablenkungsgrenze je nach der Natur der durchsetzten Körper verschieden ist. (Siehe Mémoires de l'Acad. des Sc. **41**, 169, 209).

Fig. 2.

Figur 2 ist eine der instruktivsten. Sie wurde in einem Magnetfeld von ungefähr 859 C.G.S.-Einheiten erhalten, indem ein lineares Bündel von β- und γ-Strahlen des Radiums auf einer photographischen Platte, welche das Strahlenbündel normal zum Magnetfeld durchsetzte, aufgenommen worde. In einem aus einer Bleifolie gebildeten cylindrischen Schirm waren Öffnungen angebracht, durch welche das, was ich als reine Spektra bezeichnet habe, hindurchgelassen wurde.

Ein zweiter cylindrischer Schirm, der aus einer 0,10 mm dicken Aluminiumfolie gebildet wurde und konzentrisch zu dem eingeschnittenen Bleischirm um diesen herum aufgestellt war, nahm die durch die Öffnungen ausgetretene Strahlung auf.

Der ganze Teil der Platte, welcher die vom Innern des Bleischirms ausgesandte Sekundärstrahlung erhält, ist sehr stark geschwärzt. Durch die oberen Öffnungen hindurch treten die γ-Strahlen ohne Ablenkung aus. Zwischen diesen und den am wenigsten ablenkbaren β-Strahlen tritt eine Diskontinuität auf, auf welche ich schon seit langer Zeit aufmerksam gemacht habe. Die am wenigsten ablenkbaren β-Strahlen, deren Verlauf in einem Magnetfeld von 1000 C.G.S.-Einheiten einen Krümmungsradius von ungefähr 10 cm hat (fast das Doppelte von demjenigen der am wenigsten ablenkbaren Strahlen, auf welche sich die Messungen von Herrn Kaufmann beziehen) besitzen ausserordentliche Durchdringungsfähigkeit, und diese Eigenschaft hat zu Verwechselungen mit den γ-Strahlen Anlass gegeben. Die verschiedenen β-Strahlen durchdringen ungleich gut die Aluminiumfolie. Der Verlauf dieser letzteren bildet sich in der einen Region durch eine weisse, in der anderen durch eine schwarze Linie ab. Die am wenigsten ablenkbaren β-Strahlen passieren die Aluminiumfolie ungeändert und ohne dass auch nur eine Andeutung eines sekundären Phänomens auftritt. In dem Maasse, in welchem die β-Strahlen ablenkbarer werden, bringen sie bei ihrem Austritt aus der Folie eine immer intensivere Verstärkung der Einwirkung hervor. Diese hebt sich namentlich in dem stärker abgelenkten Gebiete jedes Teilspektrums deutlich ab. Die Strahlen, welche die Platte durchsetzen, sind geschwächt und rufen bei ihrem Austritt eine intensive Sekundärstrahlung hervor, welche ihre photographische Wirkung verstärkt.

Beispielsweise ist von dem zweiten und namentlich dem dritten Spektrum links an die von der sekundären Strahlung erzeugte Einwirkung intensiver als die durch die einfallende Strahlung hervorgebrachte. Von dem fünften Spektrum an sieht man gerade an der Berührungstelle der Austrittsfläche eine noch stärkere Wirkung auftreten, welche sich nur sehr wenig über den äusseren Umriss des Aluminiumschirmes hinaus erstreckt. Bei dem folgenden Spektrum bringt nur ein Teil derselben eine Sekundärstrahlung auf der Austrittsseite hervor, von dieser Grenze an hört die Folie auf, sich hell abzuzeichnen; diejenigen Strahlen, welche die photographische Platte an der Berührungsstelle der Aluminiumfolie erreichen, rufen Sekundärstrahlen hervor, die an Ort und Stelle absorbiert werden und den Querschnitt der Aluminiumfolie schwarz markieren. Bei dem achten Spektrum findet man abermals an dem weniger abgelenkten Rande eine Andeutung von Sekundärstrahlenbildung auf der Aussenseite, alle übrigen leichter ablenkbaren β-Strahlen rufen auf der Einfallsfläche intensive Sekundärstrahlen hervor, in deren Einwirkung auf die photographische Platte diejenige der einfallenden Strahlen zu verschwinden scheint.

Durch die Öffnungen rechts sieht man schliesslich noch sehr schwache Strahlenbündel austreten, die von den Sekundärstrahlen des Bleis herzurühren und in demselben Sinne wie die β-Strahlen von dem Magnetfeld abgelenkt zu sein scheinen. Die Ablenkbarkeit dieser Sekundärstrahlen wurde durch andere Versuche nachgewiesen. (Siehe Mémoires de l'Acad. des Sc. **41**, 207, 218).

Fig. 3.

Figur 3 wurde am 14. Februar 1901 erhalten, indem auf eine in schwarzes Papier eingewickelte photographische Platte ein kleiner Bleiblock von $7\frac{1}{2}$ mm Dicke gelegt wurde, auf dessen obere Fläche eine lineare Strahlungsquelle gebildet wurde, die aus einigen in einer kleinen Rille angeordneten Körnchen von Radiumchlorid bestand. Die gesamte untere Fläche des Blocks erscheint abgebildet durch die Wirkung der an dieser Fläche durch die durchdringende Strahlung des Radiums hervorgerufenen Sekundärstrahlung. Der durch diese dicke Bleischicht hindurchgelassene und filtrierte Anteil der Strahlung gestattete die Ausführung zahlreicher interessanter Versuche. Diese sehr durchdringenden Strahlen wirken nicht direkt auf eine photographische Platte ein, aber man kann sie auffangen durch eine absorbierende Schicht, welche sie teilweise anhält und an welcher sie sekundäre Erscheinungen hervorrufen, die ihre Gegenwart verraten. Die Einschaltung absorbierender Körper, welche an Stelle der durchdringenden Strahlung eine Sekundärstrahlung liefert, kann verglichen werden mit der Einschaltung eines Fluoreszenzschirmes in den Gang unsichtbarer fluoreszenzerregender Strahlen; der Schirm zeigt ihre Gegenwart an, indem er an ihrer Stelle sichtbare Strahlen liefert. (Siehe Mémoires de l'Acad. d. Sc. **41**, 216 u. f).

Figur 4 wurde am 23. November 1903 erhalten und ist eine Wiederholung eines Versuchs, der auf Seite 213 der oben genannten Monographie erwähnt ist. Dieser Versuch besteht darin, dass ein geradliniges Strahlenbündel isoliert wird, das durch zwei aufeinanderfolgende Spalten in Bleifolien abgegrenzt wird, und dass man über dieses Strahlenbündel das von dem Radiumsalz ausgesandte Licht superponiert. Das Strahlenbündel trifft unter einem grossen Einfallswinkel eine photographische Platte. Bringt man das Ganze in ein Magnetfeld von passender Stärke, so werden alle β-Strahlen von dem äusseren Spalt abgelenkt, und, wenn man die α-Strahlen durch eine dünne Glasplatte zurückgehalten hat, so bilden die γ-Strahlen und die sichtbaren Strahlen allein das geradlinige Strahlenbündel. Dieses trifft nun ein Quarzprisma von 60^0; die Lichtstrahlen werden gebrochen, wie die Figur zeigt, während die γ-Strahlen das Prisma ohne Ablenkung durchsetzen. Der Eintritt und Austritt des Strahlenbündels im Prisma sowie dessen Flächen sind der Sitz sekundärer Erscheinungen, die ihre Stellung markieren. Andere Versuche (l. c. S. 225) haben gezeigt, dass die nicht ablenkbaren Strahlen auf Glas sekundäre Effekte erregen, die wahrscheinlich bei allen photographischen Aufnahmen mit diesen Strahlen eine Rolle spielen.

Fig. 4.

Ich beschränke mich darauf, diese wenigen Versuche zu citieren, indem ich zur Vervollständigung auf meine Monographie hinweise. Hoffentlich genügen dieselben, um zu zeigen, welches der Stand der Frage, deren Studium Herr Paschen wieder aufgenommen hat, seit mehr als einem Jahre ist.

(Aus dem Französischen übersetzt von M. Bose.)

(Eingegangen 19. August 1904.)

Über die γ-Strahlen des Radiums.

Von F. Paschen.

Als γ-Strahlen sind von Hrn. Rutherford diejenigen Strahlen des Radiums bezeichnet,

welche von Hrn. Villard[1]) entdeckt sind. Ihr Kennzeichen ist eine grosse Durchdringlichkeit und, wie es scheint, fehlende magnetische und elektrische Ablenkung. Während man bisher allgemein annahm, dass diese Strahlen von der Art der Röntgenstrahlen seien, konnte ich nachweisen, dass sie eine negative Ladung mit sich führen. Sie sind daher als Kathodenstrahlen anzusehen. Diesen Nachweis habe ich entsprechend den Kennzeichen der γ-Strahlen so geführt: Erstens[2]) liessen die Strahlen, welche mit dickem Blei umgebenes Radium noch in den Raum sendet, den von ihnen verlassenen Leiter positiv geladen zurück. Es musste also negative Elektrizität mit den γ-Strahlen entwichen sein. Diese negative Elektrizität kann man auch direkt nachweisen mit einer Anordnung, welche von mir in dieser Zeitschr. 5, 160, 1904 beschrieben ist, wenn man das innere isolierte Radium in eine Bleibüchse steckt und den äusseren isolierten Bleimantel dicker wählt. Der Mantel lädt sich dann negativ auf.

Diese letzte Anordnung wählte ich zweitens[3]), um zu beweisen, dass die magnetisch nicht abgelenkten Strahlen des Radiums (zweites Kennzeichen der γ-Strahlen) Kathodenstrahlen sind. Durch ein allmählich verstärktes Magnetfeld lenkte ich nach und nach alle ablenkbaren β-Strahlen des Radiums von einem solchen Bleimantel fort und behielt dann doch eine Menge Strahlen übrig, welche negative Elektrizität an den Bleimantel abgaben. Diese mussten also Kathodenstrahlen sein. Es waren ungefähr ebensoviele Quanten, wie diejenigen, welche bei den Absorptionsversuchen durch einen kleinen Absorptionskoeffizienten charakterisiert sind und daher wohl dieselben.

Man könnte nun meinen, dass diese Strahlen bei stärkeren Feldern nach und nach ebenfalls abgelenkt würden. Allein dagegen spricht schon der, wie es scheint, konstante Absorptionskoeffizient dieser Strahlen für Blei, und ferner zeigt der Versuch, dass dies keineswegs der Fall ist. Um dies zu erforschen, habe ich ein magnetisches Spektrum der Kathodenstrahlen erzeugt, indem ich sie ein Magnetfeld durchsetzen liess, welches 6 cm lang war und bis auf 30000 C. G. S. für eine Versuchsdauer von 24 Stunden verstärkt werden konnte. Die aus dem Magnetfeld herausgetretenen Strahlen trafen eine photographische Platte. Das Radium steckte in einem dicken Bleiblock und sandte durch eine Bohrung von 1 mm Weite eines zweiten ca. 6 cm langen Bleiblocks den Kathodenstrahl ins Magnetfeld.

Bei einer Feldstärke von 1000 C. G. S. erschien ohne Ablenkung ein Bild der Bleibohrung, welches von denjenigen Strahlen erzeugt war, welche bei dem stärksten Felde meiner zweiten oben erwähnten Arbeit noch die Bleikalotte erreichten und diese dabei negativ aufluden. Neben dem Bilde der γ-Strahlen war wie in den Photographien des Hrn. Kaufmann eine Strecke der Platte nur sehr wenig geschwärzt. Dann, 3 cm vom Fleck der γ-Strahlen entfernt, setzten die β-Strahlen ein, kräftige photographische Schwärzung hervorrufend. Wenn die Feldstärke bis auf 30000 C. G. S. vermehrt wurde, verschwanden alle β-Strahlen von der Platte. Aber das unabgelenkte photographische Bild der γ-Strahlen änderte sich in keiner Weise.

Auch wenn die Strahlen ein entgegengeschaltetes elektrisches Feld von ca. 7000 Volt Spannungsdifferenz durchstrichen, bevor sie ins Magnetfeld traten, änderte sich ihr unabgelenktes Bild nicht. Ich exponierte erst mit einem Felde von 1000 Einheiten, dann eine zweite Platte in einem Felde von 30000 Einheiten. Dieses Feld wurde nach der halben Expositionsdauer kommutiert. Die Expositionszeit war so bemessen, dass sie als ganze eine eben genügende Schwärzung hervorbrachte, als halbe aber weniger als die Hälfte der Schwärzung. Eine dritte Platte wurde exponiert bei Gegenschaltung von ca. 7000 Volt und Kommutierung des Magnetfeldes von 30000 C. G. S. nach der Hälfte der Expositionszeit. Alle drei Expositionszeiten waren gleich. Alle drei Platten waren aus derselben Trockenplatte herausgeschnitten und wurden in demselben Bade entwickelt. Alle drei Bilder glichen einander in Grösse und Schwärzung bis ins kleinste. Durch diese Versuche ergab sich, dass beim Felde $H = 30000$ C. G. S. der Krümmungsradius der Kreisbahn r grösser sein muss als 1000 cm, also $r \cdot H = v_0/e\,m$ grösser sein musste als 3×10^7, also, falls $v_0 = 3 \times 10^{10}$ cm/sec angenommen wird, $e\,m$ kleiner sein musste als 1000, während diese Grösse bei den β-Strahlen 10^7 beträgt.

Eine andere Anordnung war folgende: Unmittelbar unter den Polschuhen war ein Platindraht parallel mit den Magnetkraftlinien befestigt. 6 cm darunter lag die photographische Platte. Unmittelbar über ihr befand sich ein zweiter Platindraht mit dem oberen starr verbunden und diesem parallel. Das Radium strahlte aus einer Bleibohrung von 2,5 mm Weite in einem Bleiklotz und befand sich etwa 3 cm über den Polschuhen. Durch die nicht abgelenkten Strahlen des Radiums wurden die Schatten beider Drähte nebeneinander abgebildet. Diese Strahlen durchliefen dabei das Magnetfeld. Die ablenkbaren Strahlen hatten sämtlich so kleine Kreisradien, dass sie die Platte nicht erreichten. Ich machte eine Aufnahme bei einer und eine zweite gleichlange bei kommutierter Richtung des Magnetfeldes.

1) P. Villard, Comptes rend. 1900, 1010.
2) F. Paschen, Ann. d. Phys. 14, 164, 1904.
3) F. Paschen, Ann. d. Phys. 14, 389, 1904.

Waren die γ-Strahlen ablenkbar, so musste der Schatten des oberen Platindrahtes einmal dem des unteren genähert und bei der anderen Aufnahme von ihm entfernt sein. Die Ausmessung der Drahtbilder geschah auf einem Komparator, dessen eines Mikroskop durch ein Wannersches Pyro-Photometer ersetzt war. Durch eine spaltförmige Blende wurde die Schwärzung schmaler Streifen der Platte parallel den Drahtbildern gemessen. So konnte man die Mitten der Drahtschatten, von denen der eine wegen der grösseren Entfernung (6 cm) von der Platte unschärfer war, bis auf 0,05 mm genau finden. Hier zeigte sich nun zwar in allen Aufnahmen eine kleine Verschiebung der Drahtbilder gegeneinander, und zwar in dem Sinne, dass die Strahlen negative Ladung führen, doch liegt die Grösse der Verschiebung innerhalb der Versuchsfehler. Sie beträgt nämlich stets 0,1 mm. Nimmt man also dies als höchstmögliche Ablenkung an, so folgt für $H = 30000$ C. G. S. $r = 4000$ cm, oder für $v_0/e/m = rH$ die untere Grenze $1,2 \times 10^8$. e/m musste also kleiner sein als 250.

Inzwischen fand ich[1]), dass die γ-Strahlen starke sekundäre Effekte in Metallen erzeugen, welche die photographische Platte kräftig schwärzen. Ausserdem zeigte sich bei den zuletzt beschriebenen Versuchen, dass diese Strahlen bei sehr schräger Incidenz an den Stirnflächen des Elektromagnets (Eisen) stark reflektiert werden. Ich habe daher die zuletzt beschriebenen Versuche der Drahtbilder wiederholt, indem das Radium im Innern einer weiten mit Holz gefüllten Bleibüchse mit dicken Wänden sass und indem dicke Platinblenden hauptsächlich die Strahlen zur Abbildung kommen liessen, welche auf ihrem Wege kein anderes Metall trafen, als die Kanten dieser Blenden. Ausserdem wurde auf die photographische Schicht ein Platinblech von 10 μ Dicke gelegt, welches die Strahlen vor der Schicht durchdringen mussten. Die Bilder sind daher durch diejenigen Strahlen erzeugt, welche am stärksten den sekundären Effekt zeigen. Das sind aber wahrscheinlich gerade die Kathodenstrahlen grösster Geschwindigkeit. Das Resultat blieb das gleiche.

Ich halte es für wünschenswert, noch magnetische Ablenkungsversuche derart zu machen, dass die Strahlen direkt durch ihre negative Ladung, nicht aber durch photographische Wirkungen wahrgenommen werden. Es scheint mir allerdings nicht wahrscheinlich, dass das Resultat dabei ein anderes wird. Dies Resultat lautet: die γ-Strahlen sind mit den uns zur Verfügung stehenden magnetischen Kräften nicht ablenkbar. Bei $H = 30000$ C. G. S. muss r grösser als 40 m sein, $rH > 1,2 \times 10^8$. e/m kann höchstens 250 betragen, falls $v_0 = 3 \times 10^{10}$ cm/sec ist und unter der Voraussetzung der bisherigen Annahmen (von H. A. Lorentz).

1) Diese Zeitschr. 5, 502, 1904.

Man könnte nun die Theorien heranziehen, um die Annäherung der Geschwindigkeit an die Lichtgeschwindigkeit auszurechnen. Abrahams Theorie z. B. würde ergeben, dass die Geschwindigkeit mindestens bis auf 10^{-40000} an die Lichtgeschwindigkeit herankommt, wenn diese Theorie für solche Geschwindigkeiten noch gültig wäre. Da dies aber keineswegs mehr der Fall ist, so will ich diese Frage den Herren Theoretikern völlig überlassen und statt dessen eine andere Folgerung besprechen:

Falls e/m so klein, m also mindestens ca. 40000 mal grösser wäre als bei den β-Strahlen, muss die Energie eines γ-Strahl-Elektrons eine sehr grosse sein. Hierfür findet sich bereits ein Beweis in der Litteratur, auf den mich Herr C. Runge[1]) aufmerksam gemacht hat:

Mme. S. Curie schreibt S. 101 in ihren Recherches, Paris 1901, dass die Wärmeentwicklung des Radiums im Bunsenschen Eiskalorimeter um ungefähr 4 Proz. steigt (also pro Gramm und Stunde für reines Radium um 4 Kalorien), wenn das Radium mit 2 mm dickem Blei umgeben wird.

Nun absorbieren die Wände eines mittleren Eiskalorimeters ungefähr so wie 2 mm Blei. Die gemessenen ca. 4 Kal./Stunde entsprechen also der Energie derjenigen Quanten, welche in weiteren 2 mm Blei zurückgehalten werden. Die Anzahl dieser Quanten sind nach meiner ersten Arbeit ungefähr berechenbar. Sie bestehen hauptsächlich aus γ-Strahlen und betragen ungefähr $^1/_7$ aller vorhandenen γ-Strahlen. Alle vorhandenen γ-Strahlen von 1 g reinem Radium würden danach pro Stunde ungefähr eine Energie von $4 \times 7 = 28$ g-Kal. liefern können, wenn sie in Blei absorbiert werden.

Diese Notiz und ihre notwendige Konsequenz veranlasste mich, die Energie der γ-Strahlen, soweit es möglich ist, in Blei zu absorbieren, dort in Wärme verwandeln zu lassen und sie so nach Gr.-Kal. zu messen.

50 mg reinstes Radiumbromid von Buchler & Co. sind eingeschmolzen in einem Glasröhrchen von 17 mm Länge und 0,3 mm Wandstärke und durch einen die Glaswand durchsetzenden Platindraht elektrisch abgeleitet.

Um zunächst die bereits bekannte Wärmeentwickelung an diesem Präparate zu messen, wurde ein kleines schmales Eiskalorimeter in das weite Gefäss eines grossen Eiskalorimeters gesetzt. Beide Kalorimeter waren mit dem gleichen destillierten Wasser gefüllt. Das bei Wärmezufuhr eingesaugte Quecksilber wurde

1) Ich deute die Thatsache hier etwas anders, als Hr. Runge mir schrieb, hoffe aber, dass er mit dieser Deutung einverstanden sein wird.

durch Wägung bestimmt. 4 Versuche ergaben pro Stunde die eingesaugte Quecksilbermasse zu:

46,60
47,41
47,37
45,81
Mi 46,8 mg/Stunde.

Nachdem das Radium mit Blei von 0,75 mm Dicke umhüllt war, fand ich:

46,88
46,91
46,9 mg/Stunde.

Die Differenz liegt innerhalb der Fehler der Versuche.

Die Wärmeproduktion beträgt

$$\frac{46,9}{15,44} = 3,038 \frac{\text{Kal.}}{\text{Stunde.}}$$

Ein Gramm reines *Ra* giebt danach 98,5 Kal./Stunde.

Das Resultat stimmt mit demjenigen[1]) von Herrn J. Precht überein, welcher für 34,1 mg $Ra\,Br_2$ findet die Wärmeentwickelung von 2,085 Kal./Stunde.

Für 50 mg ergiebt das:

$$2,085 \times \frac{50}{34,1} = 3,057 \text{ Kal./Stunde.}$$

Um die Wärmeentwickelung des mit einem dicken Bleibehälter umgebenen Radiumglases zu messen, musste notwendig das innere Glas des Kalorimeters und damit das gesamte Eiskalorimeter ungewöhnlich weit gemacht werden. Mit der Vergrösserung der Oberfläche wachsen aber alle durch äussere Wärmeleitung vorhandenen Störungen, so dass ein solches Kalorimeter in gewöhnlicher Anordnung und zumal während der Sommerzeit für feinere Messungen sehr schwierig zu gebrauchen ist. Ich habe daher folgende Differentialanordnung mit Erfolg angewendet: Zwei derartige einander völlig gleiche Eiskalorimeter stehen nebeneinander in der gleichen Mischung aus feingestossenem (Natur-)Eis und Eisschmelzwasser. Unter jeder Kapillaren steht ein Quecksilbernapf. Die Näpfe werden stets jeder auf einer und derselben Schale der Wage gewogen. Hierbei sind die Störungen der zwei gleichen Kalorimeter möglichst gleich und beeinflussen die Massen der Quecksilbernäpfe um gleichviel, aber immer so, dass die Einstellung der Wage sich dabei nicht ändert, obwohl jeder Napf seine Masse bedeutend ändern kann. Wenn das Radium dann in eines der Kalorimeter gethan wird, zeigt die Gewichtsänderung seines Napfes die ungestörte Wärmeentwickelung des Radiums.

Die inneren Glasbehälter der zwei Kalorimeter waren 4 cm weit. Aussen betrug der Mantel des Kalorimeters 8 cm. Jedes Kalorimeter war in ein Standglas eingekittet und hierdurch mit einem Luftmantel umgeben. In Ermangelung eines genügend grossen Bottichs setzte ich jedes in ein hohes Akkumulatorenglas und beide nebeneinander in eine Kiste. Ein weiter Heber verband die zwei Gefässe und sorgte für die gleiche Höhe des Standes des Schmelzwassers in ihnen. Nachdem die Akkumulatorengefässe frisch mit Eis aufgefüllt waren, musste man 2—3 Stunden warten, bis der Wärmezustand stationär geworden war. Andererseits war das Eis nach etwa 10 Stunden so weit herunter geschmolzen, dass man neu auffüllen musste. Hierdurch war die Versuchsdauer beschränkt.

Der Bleimantel des Radiums war der der Anordnung V Tab. I, S. 169 meiner ersten Arbeit, bot also den Strahlen eine mittlere Bleidicke von 1,92 cm dar. Im Kalorimeter lag dieses Bleigefäss unter Terpentinöl.

Die Resultate sind:

1. Der „Gang" der zwei Kalorimeter in beschriebener Differentialanordnung blieb im allgemeinen unter 5 mg/Stunde und betrug meist nur 1 bis 2 mg/Stunde. Von einer Korrektion deswegen sehe ich ab, weil der „Gang" während längerer Zeit sich nicht linear änderte.

2. Wärmeentwickelung des in Blei gehüllten Radiums:

Unter besonders günstigen Verhältnissen ergab sich:

	mg/Stunde	Versuchsdauer Stunden
1.	89,6	4,4
2.	90,5	8,6
3.	90,3	9,2
Mi	90,1.	

Unter ungünstigen Verhältnissen (grösserer Gang, Störung durch Luftblasen, welche beim Abheben der Näpfe in die Kapillaren getreten waren) sind folgende Resultate erhalten:

	mg/Stunde	Versuchsdauer Stunden
4.	112,3	3,7
5.	85,7	5,4
6.	96,7	8,3
7.	102,8	9,3
8.	77,0	9,3
Mi	94,9	

Diese Messungen führe ich mit auf, um zu zeigen, wie wichtig es ist, dieselben mit besseren Apparaten zu wiederholen. Auch wäre dann Fürsorge zu treffen, dass keine Wärme das Kalorimeter verlassen kann, ohne Eis zu schmelzen. Obwohl ich das innere 4 cm weite Rohr mit einem etwa 20 cm langen Eismantel umgab und durch einen Wattebausch Luft-

1) J. Precht, Ber. d. deutsch. Physik. Ges. (2), 3, 101, 1904.

strömungen verhinderte, bin ich nicht sicher, dass nicht ein Teil der entwickelten Wärme oben herausgeleitet ist. Ebenso ist es natürlich noch möglich, dass ein Teil der Energie der γ-Strahlen in andere Energieformen als Wärme übergegangen und aus dem Kalorimeter hinausgetreten ist. Aus beiden Gründen ist die zu berechnende Zahl nur eine untere Grenze der Energie der γ-Strahlen.

Der Wert $90 \frac{\text{mg}}{\text{Stde.}}$ Einsaugung entspricht einer Wärmeproduktion von $\frac{90}{15,44} = 5,829 \frac{\text{Kal.}}{\text{Stde.}}$ Der Bleimantel bringt also eine Vermehrung der Wärmeentwickelung von $5,83-3,04 = 2,79 \frac{\text{Kal.}}{\text{Stde.}}$ hervor. Diese entspricht hauptsächlich den γ-Strahlen, welche mit Blei mehr absorbiert werden, als ohne Blei. Nach den Zahlen Tab. I, S. 169 (erste Arbeit) treten von 11,85 mg *Ra Br*$_2$ aus den den Wänden des Eiskalorimeters äquivalenten 2 mm Blei heraus 22×10^{-14} Amp. hauptsächlich in Form von γ-Strahlen, aus 19,2 + 2 mm Blei treten heraus etwa 2×10^{-14} Amp. Die Differenz von 20×10^{-14} Amp. ist also im Blei absorbiert, während $27,9 \times 10^{-14}$ Amp.[1]) γ-Strahlen insgesamt vom *Ra Br*$_2$ ausgesandt werden. Bei 50 mg *Ra Br*$_2$ sind absorbiert $\frac{50}{11,85}\, 20 \times 10^{-14}$ Amp., also $8,44 \times 10^{-13}$ Amp. Diese Quantenmenge führt also die Energie $2,79 \frac{\text{Kal.}}{\text{Stde.}}$ mit sich oder 1 Coulomb γ-Strahlen hat die Energie $\frac{2,79 \times 10^{13}}{3600 \times 8,44}$Kal. $= 9,184 \times 10^{8}$ Kal. oder $3,85 \times 10^{16}$ Erg.

Da nun 1,62 g *Ra Br*$_2$ 1 g *Ra* enthält (*Ra* = 258), und da 11,85 mg *Ra Br*$_2$ im ganzen $27,9 \times 10^{-14}$ Amp. γ-Strahlen aussenden, so folgt, dass 1 g *Ra* aussendet an γ-Strahlen:

$$27,9 \times 10^{-14} \frac{1000}{11,85} \times 1,62 = 3,815 \times 10^{-11} \text{Amp.}$$

Diese γ-Strahlen können eine Wärmemenge entwickeln von:

$$\frac{2,79}{3600} \times \frac{27,9}{20} \times \frac{1000}{50} \times 1,62 = 0,03503 \frac{\text{Kal.}}{\text{Sekunde}}$$

$$\text{oder } 126,1 \frac{\text{Kal.}}{\text{Stunde.}}$$

Die Wärmeentwickelung des Radiums wird also im Verhältnis $\frac{100 + 126}{100}$ oder um das 2,26fache vermehrt, wenn auch die γ-Strahlen absorbiert werden.

Hiernach liegt es sehr nahe, auch die 100 Kal., welche man gewöhnlich beobachtet, solchen γ-Strahlen zuzuschreiben, welche im Innern des Radiums entstehen und durch die hohen, dort vorhandenen elektrischen Felder oder die Materie selbst verlangsamt oder absorbiert werden. Nach Obigem sind dazu weniger γ-Strahlen in Anspruch zu nehmen, als herauskommend beobachtet werden.

Eine obere Grenze für die Energie der β-Strahlen von 1 g *Ra* berechnet sich folgendermassen:

10 mg *Ra Br*$_2$ senden etwa 10^{-11} Amp. β-Strahlen aus.[1]) 1 g reines *Ra* also $1,62 \times 10^{-9}$ Amp. Nehmen wir an: $e/m = 0,69 \times 10^{7}$, $v = 2,90 \times 10^{10}$, so wird die Energie sicher zu gross, da diese Konstanten den schnellsten und daher energiereichsten β-Strahlen nach den Messungen des Herrn Kaufmann zukommen. Nach Abraham ist die Energie dieser Strahlen jedenfalls kleiner als $\mu r \times v^2$, die Arbeitsleistung also kleiner als:

$$\frac{1,62 \times 10^{-10}}{0,69 \times 10^{7}} \times 2,90^2 \times 10^{20} = 1,97 \times 10^{4} \frac{\text{Erg.}}{\text{Sek.}}$$

$$= 7,108 \times 10^{7} \frac{\text{Erg.}}{\text{Stde.}} = 1,70 \frac{\text{Kal.}}{\text{Stde.}}$$

Die pro Stunde von den β-Strahlen gelieferte Energie ist also jedenfalls kleiner als $1,7 \frac{\text{Kal.}}{\text{Stde.}}$

Es folgt hieraus, dass die γ-Strahlen nicht der Röntgeneffekt der β-Strahlen sein können, da dann die β-Strahlen notwendig mindestens dieselbe Energie besitzen müssten, wie die γ-Strahlen. Sie findet sich aber mindestens im Verhältnis 1,7:126 oder 1:74 kleiner.

Wenn ein Elektron eine Elektrizitätsmenge von 10^{-19} Coulomb enthält, so hat ein γ-Strahl-Elektron eine Energie von mindestens

$$10^{-19} \times 9,2 \times 10^{8} = 9,2 \times 10^{-11} \text{ Kal.}$$

oder von $3,86 \times 10^{-3}$ Erg. oder $3,86 \times 10^{-10}$ Wattsekunden.

$1,62 \times 10^{-9}$ Amp. β-Strahlen hatten eine kleinere Arbeitsleistung als $1,97 \times 10^{4} \frac{\text{Erg.}}{\text{Sek.}}$

1 Coulomb β-Strahlen tragen also weniger Energie als $1,22 \times 10^{13}$ Erg.

1 Coulomb γ-Strahlen hatte dagegen mindestens $3,85 \times 10^{16}$ Erg.

Die Energie eines γ-Elektrons ist demnach mehr als 3200 mal grösser als die des schnellsten β-Elektrons der Messung Kaufmanns.

Die unscheinbaren γ-Strahlen tragen bei weitem die grösste Energie der Radiumstrahlen. Sie tritt in Wirkung, wo der γ-Strahl absorbiert wird, z. B. in Metallen, die dann infolge des Röntgeneffektes die starke photographische Wirkung ausüben, welche ich auf Seite 502 dieser Zeitschrift beschrieben habe, und welche weiter die hohe, hier gemessene Erwärmung erfahren. Wo aber die γ-Strahlen nicht absor-

1) Vgl. meine zweite Arbeit in d. Ann. S. 401.

1) Vgl. W. Wien, diese Zeitschr. 4, 624, 1903.

biert werden, merken wir nichts von ihrer grossen Energie. Dies ist ein treffliches Beispiel dafür, dass Energien existieren können, von denen wir keine Kunde erhalten, solange sie nicht absorbiert und in Energieformen verwandelt werden, welche unseren Sinnen zugänglich sind.

Durch das Vorstehende dürfte meine Vermutung, dass die γ-Strahlen Kathodenstrahlen einer hohen Grenzgeschwindigkeit, also wohl Lichtgeschwindigkeit sind, an Wahrscheinlichkeit gewinnen.

Das zu den Energiemessungen benutzte, augenblicklich sehr kostbare Radiumpräparat ist mir in liberalster Weise von der Chininfabrik Buchler & Co. zu Braunschweig geliehen worden. Ich spreche der Firma für diese Freundlichkeit auch hier meinen wärmsten Dank aus.

Anmerkung. Zu einer Bemerkung von Herrn J. A. Mc. Clelland, Phil. Mag. Vol. 8, Juli 1904, Nr. 43, S. 77 über meine 2 früheren Arbeiten kann ich nur sagen, dass der Satz: „In the second paper the author claims to show the existence of negatively charged radium rays which are only slightly deflectable in a magnetic field, but this paper gives no direct proof of the γ-rays carrying a negative charge" mir zu zeigen scheint, dass Herr Mc. Clelland meine Versuchsanordnung missverstanden haben muss. Einen direkteren Beweis von der negativen Ladung giebt es meines Erachtens nicht, als den, dass man den γ-Strahl in Metall absorbiert und zeigt, dass das Metall dadurch negative Elektrizität zugeführt erhält.

(Eingegangen 19. August 1904.)

Physiologische Wirkungen der Radium-Emanation.

Von Ernst Dorn und Friedrich Wallstabe.

Da in einigen Mineralwässern, welche zu Heilzwecken verwendet werden, Radium-Emanation gelöst ist, so ist es immerhin möglich, dass die Emanation bei den Wirkungen dieser Wässer eine Rolle spielt. Wir untersuchten daher, 1. ob die mit dem Wasser in den Magen aufgenommene Emanation einen Einfluss hat, 2. ob das Einatmen derselben den Organismus schädigt.

Zu der ersten Versuchsreihe wurden Kaninchen verwendet. Es wurden Parallelversuche ausgeführt: drei Kaninchen bekamen Leitungswasser, das Emanation absorbiert hatte, zu saufen, während ein Kontrolltier gewöhnliches Leitungswasser erhielt. Destilliertes Wasser wurde nicht verwendet, um die bei letzterem im Darmtraktus eventuell auftretenden osmotischen Erscheinungen zu vermeiden.

Die Sättigung des Wassers mit Emanation geschah in folgender Weise: In drei kleinen Gaswaschflaschen befanden sich Lösungen von verschieden starken Radiumsalzen (zwei französischen Ursprungs, Aktivität 1000 und 240, ferner A. von de Haën, etwa 240 entsprechend). Durch dieselben wurde von der schwächsten zur stärksten ein Luftstrom geblasen, der die Emanation mit sich fortführte, um sie an das Leitungswasser wieder abzugeben, das sich in einer 200 ccm fassenden Flasche befand und das der Luftstrom durchperlte. Damit sich nun möglichst schnell ein stationärer Zustand herstellte, wurde immer dasselbe Luftquantum hindurchgetrieben, was sich mit einer Gummidruck- und Saugpumpe sehr einfach erreichen lässt, wenn die hindurchgepresste Luft wieder angesaugt wird. 20 Minuten lang wurde dieser Kreisprozess ausgeführt, darnach das Gefäss mit Leitungswasser durch einen Gummistopfen luftdicht verschlossen. Notwendig war es, den Tieren dieses so präparierte Wasser in der Weise einzugeben, dass es nicht längere Zeit mit der Atmosphäre in Berührung stand, weil sonst grössere Mengen Emanation hinausdiffundiert wären. In eine Bürette wurden 50 ccm von unten hineingesaugt, so dass das Wasser kaum mit der Luft in Berührung kam, und sofort darauf diese Menge mittels einer vorher in den Magen eingeführten Sonde dem Kaninchen injiziert.

In der Zeit vom 27. April bis 30. Mai 1904 wurden an 20 Tagen den Tieren je 50 ccm verabreicht, und zwar drei Versuchstieren emanationshaltiges Wasser und einem Kontrolltier gewöhnliches Leitungswasser. Während in dieser Zeit zwei Kontrolltiere starben und ersetzt werden mussten, blieben die Versuchstiere völlig gesund, auch zwei Monate nach Beendigung des Versuches war keines der drei Tiere eingegangen. Das sonstige Befinden liess keine schädlichen oder sonst auffallende Wirkungen erkennen, so dass also diese Versuche zu keinem positiven Ergebnisse führten.

Bei den Atmungsversuchen wurde mit weissen Mäusen operiert. Aus einer 10 l fassenden Mariotteschen Flasche floss Wasser in einen gleich grossen, tiefer stehenden Behälter und presste aus diesem die Luft durch ein ziemlich enges Kapillarrohr von 2 m Länge heraus. In kontinuierlichem Strome durchperlte die Luft die drei Radiumsalzlösungen von der schwächsten zur stärksten und gelangte dann in den Käfig der beiden Mäuse, nachdem ihr vorher durch $33\frac{1}{3}$ proz. Schwefelsäure ein Teil der Feuchtigkeit entzogen war. Durch geeignete Wahl der Druckhöhe wurde erreicht, dass in 24 Stunden 15 Liter Luft hindurchgingen und die Emanation in den Käfig hineinführten. Dieser war ein

cylinderförmiges Glasgefäss mit aufgeschliffenem Deckel, der zwei Durchbohrungen hatte — die eine zur Luftzufuhr, die andere zum Luftaustritt —, sein Inhalt betrug 4900 ccm (Radius 10,5 cm).

Am 13. Juni 1904 wurden in diesen Käfig zwei weisse Mäuse gesetzt. Es zeigte sich bald, dass die enge Durchbohrung zur Lufterneuerung nicht genügte, sondern die ausgeatmete Kohlensäure auf dem Boden des Gefässes verblieb und die Tiere Atembeschwerden hatten. Infolgedessen wurde der Gefässdeckel etwas zur Seite geschoben, wodurch natürlich die Intensität der Wirkung beeinträchtigt werden musste. Das Fell der Tiere wurde bald struppig, die Munterkeit liess nach, sie sassen dicht aneinander gedrängt und atmeten schwer. Am 23. Juni traten Zeichen von Entkräftung auf, Fresslust war nicht vorhanden, und am 25. Juni starb die eine Maus, während die zweite noch einen Tag lebte. Bei der Sektion erwies sich die Lunge hyperämisch, der Darm leer und stark aufgebläht. Es war nun noch zweifelhaft, ob nicht der sehr vermehrte Kohlensäuregehalt der Luft im Käfig den Tod der Tiere beschleunigt hatte ausser der eventuell vorhandenen Emanationswirkung.

Unter denselben Bedingungen wie bisher wurde daher ein Parallelversuch ausgeführt. Zwei Tiere bekamen dieselbe Menge Luft, jedoch frei von Emanation, denn sie wurde durch Wasser anstatt durch Radiumlösung getrieben. Vom 1. bis zum 9. Juli dehnte sich dieser Versuch aus, ohne dass an den Tieren irgendwelche Symptome zu bemerken gewesen wären. Bis zum 17. Juli wurde dann noch einmal in alter Weise Emanation in den Käfig getrieben.

Um nun stärkere Wirkungen als bisher erzielen zu können, musste das Glasgefäss bis auf die kleine Öffnung im Deckel fest verschlossen werden. Die beim Atmungsprozess produzierte Kohlensäure wurde durch eine Ätzkalilösung absorbiert. Ausserdem nahmen wir zu den schon benutzten drei Radiumlösungen noch eine vierte (Aktivität 3000) hinzu.

Am 18. Juli begann der in dieser Weise modifizierte Versuch mit den schon seit dem 1. Juli verwendeten beiden Tieren, die aber noch keine Spur einer Schädigung zeigten. Bis zum 27. Juli war kaum eine Veränderung zu bemerken, ausgenommen, dass das Fell struppig wurde. Fresslust und Munterkeit waren vorhanden. Von jetzt an zeigten die Tiere Spuren von Unbehagen, sie hockten dicht beieinander, häufig aufeinander und sprangen, wenn man den Käfig etwas schüttelte, nicht mehr munter umher. Ein Mangel an Fresslust war nicht zu konstatieren. Am Abend des 31. Juli wurden ungefähr 72 Atemzüge in der Minute gezählt, die Tiere frassen noch, in der darauf folgenden Nacht starb die eine Maus. Eine am Morgen des 1. August (9 Uhr) durch die Öffnung im Deckel abgesaugte Luftprobe ergab bei der Analyse mit dem Hempelschen Apparat einen Gehalt von 1/2 Proz. CO_2 und 14,5 Proz. O. An eine Erstickung der Maus ist in diesem Falle nicht zu denken, zumal ja auch das andere Tier noch lebte und, abgesehen von der schon erwähnten Trägheit, sich relativ wohlbefand. Leider wurde verabsäumt, diese Maus andauernd zu beobachten, da nicht erwartet wurde, dass sie schon am Nachmittage gegen 2 Uhr sterben würde. Über die Todeserscheinungen kann daher nichts mitgeteilt werden.

Die Sektion ergab bei dem zuerst verendeten Tier keine Hyperämie der Lungen, im Magen befanden sich geringe Speisereste. Beim zweiten Tier war die Lunge ein wenig hyperämisch, unter der Pleura sah man Blutaustritte in Form von kleinen, nicht deutlich abgegrenzten Flecken. Der Darm enthielt geringe Kotmengen, an der Schleimhaut makroskopisch keine Veränderungen.

Die mikroskopische Untersuchung der Lungen ergab in beiden Fällen das gleiche Resultat. Es handelte sich um eine sehr bedeutende Hyperämie sowohl der grösseren wie kleineren Gefässe, einhergehend mit einer Erweiterung derselben. An einzelnen Stellen fanden sich Hämorrhagien, Blutaustritte in die Lungenbläschen.

Dieser Versuch scheint also das Resultat des ersten zu bestätigen, dass grössere Mengen von Emanation giftig wirken, allerdings muss zugegeben werden, dass im ersten Falle der Mangel an Sauerstoff auch eine Rolle gespielt haben kann.

Da uns nun kürzlich eine Arbeit von Bouchard, Curie, Balthazard[1]) zu Gesicht kam, worin die Wirkung eingeatmeter Emanation studiert wird, so sehen wir uns veranlasst, die Versuche hier abzubrechen und zu veröffentlichen. Die Anordnungen sind etwas von den unsrigen verschieden. In dieser Arbeit wird mitgeteilt, dass schon nach kurzer Zeit, im Maximum 9 Stunden, die Mäuse starben.

Eine solche plötzliche Wirkung der Emanation konnten wir nicht konstatieren, wahrscheinlich weil uns nicht genügend grosse Mengen zur Verfügung standen. Lassen wir nur den am 18. Juli begonnenen Versuch als einwandfrei gelten, so sieht man, dass 1 1/2 Woche lang die Tiere keine Spur von Übelbefinden zeigten, dann erst traten Krankheitssymptome auf und nach 14 Tagen ziemlich plötzlich der Tod. Jedenfalls aber scheint hierdurch bestätigt zu werden, dass das Einatmen grösserer Mengen von Emanation giftig auf den Organismus wirkt.

Die Versuche wurden im hygienischen In-

1) Comptes Rendus **138**, 1384, 1904.

stitute, die Sektionen im pathologischen Institute ausgeführt. Den Herren Geh. Med.-Rat Prof. Fränkel, Dr. Baumann und Dr. Meyer sei auch an dieser Stelle für die freundliche Unterstützung unser Dank ausgesprochen.

Halle, Physikal. Inst., 7. Aug. 1904.

(Eingegangen 8. August 1904.)

Über das Spektrum des Emaniumlichtes.

Von J. Hartmann.

In dem Spektrum des schwach leuchtenden Emaniums, d. i. des aus Radiumpräparaten abgeschiedenen Emanationskörpers hatte Prof. Giesel[1]) das Vorhandensein von drei Emissionslinien entdeckt, die in etwa gleichen Abständen vom Rot bis ins Blaugrün liegen sollten. Eine genauere Lagenbestimmung war ihm wegen der Lichtschwäche des Spektrums nicht möglich, und ich habe es daher auf seinen Wunsch übernommen, mit den lichtstarken im astrophysikalischen Observatorium vorhandenen Spektralapparaten eine Wellenlängenbestimmung dieser Linien zu versuchen. Die genaue Untersuchung dieses Spektrums schien mir von besonderer Wichtigkeit zu sein, da hier zum ersten Male ein aus wenigen Linien bestehendes Emissionsspektrum, wie man es seither nur glühenden Gasen zuzuschreiben pflegte, in dem bei niedriger Temperatur von einem festen Körper ausgesandten Lichte beobachtet wurde. Auch für die Astrophysik war die Feststellung dieser Erscheinung von Bedeutung, da durch dieselbe möglicherweise neues Licht auf die Deutung der Nebelspektra geworfen werden konnte.

Das mir von Herrn Prof. Giesel freundlichst zur Verfügung gestellte Emaniumbromid ist ein in einem Glasröhrchen eingeschmolzenes weisses Pulver, welches ein im Dunkeln gut sichtbares mattes Licht aussendet; letzteres ist jedoch bedeutend schwächer, als das Licht der schönen Gieselschen Radiumpräparate. Betrachtet man das Glasröhrchen durch ein Prisma, so erkennt man, dass das Licht, wie Giesel schon beobachtet hat, zum grössten Teil von drei Emissionslinien ausgeht.

Ich habe zu den Messungen zwei lichtstarke Spektralapparate angewendet, einen photographischen und einen optischen. Die photographischen Aufnahmen haben eine hinreichend scharfe Wellenlängenbestimmung der brechbarsten Linie ermöglicht. Dagegen ist mir eine Aufnahme der beiden anderen, im schwerer photographierbaren Teile des Spektrums liegenden und ausserdem erheblich lichtschwächeren Linien noch nicht gelungen; ich habe vielmehr deren Messung unter der äussersten Anstrengung des lange Zeit ausgeruhten Auges optisch ausgeführt, und die Wellenlängen dieser beiden Linien sind daher noch ziemlich unsicher. Ich hoffe jedoch, dass mir später mit einem jetzt im Bau befindlichen noch lichtstärkeren Spektrographen auch die Aufnahme dieser Linien gelingen wird.

Die photographischen Aufnahmen ergaben für die brechbarste Linie folgende Wellenlängen:

Plattennummer	Belichtungsdauer	λ	Gew.
D90	40 Stunden	4885,3	3
D91	76 „	4885,8	1
D99	143 „	4885,4	5
	Mittel	4885,4 $\pm$ 0,1	

Die beste der drei Aufnahmen ist D99, auf welcher die Messung mit grosser Sicherheit ausgeführt werden konnte; dagegen ist auf der Platte D91 die Linie nur schwach erschienen und kaum zu messen. Ich habe daher bei der Mittelbildung diesen Unterschied durch die beigesetzten Gewichte berücksichtigt.

Besonders beachtenswert ist nun das Aussehen dieser Linie. Dieselbe steht ganz isoliert, bildet also nicht etwa den Kopf oder ein Maximum eines Bandes. Sie ist jedoch nicht schmal und scharfbegrenzt, wie die Emissionslinien verdünnter Gase, sondern sie besitzt eine solche Breite, dass sie zunächst den Eindruck einer bei der geringen Dispersion nicht getrennten Doppellinie machte. Ich habe die Messung auch einmal unter der Annahme, dass die Linie doppelt sei, ausgeführt; man erhält dann für die beiden Komponenten etwa die Wellenlängen 4881,3 und 4889,5. Durch die letzte, schärfste Aufnahme D99 wird diese Annahme jedoch nicht gestützt; nach dieser erscheint die Linie vielmehr als ein ganz gleichmässig leuchtender Streifen von 19,7 *AE* Breite.

Ausser dieser Linie zeigen die Aufnahmen noch ein äusserst schwaches kontinuierliches Spektrum, welches vielleicht bei $\lambda = 4760$ noch eine kaum sichtbare linienartige Aufhellung, sonst aber bis zu seinem Ende bei λ 3600 weiter keine Linie enthält.

Die photographisch aufgenommene, brechbarste Linie ist auch nach der optischen Beobachtung die Hauptlinie des Spektrums. Bezeichnet man ihre optische Intensität mit 10, so ist die der zweiten Linie etwa 6 und die der dritten 1. Zwei an verschiedenen Tagen ausgeführte Messungsreihen ergaben für die beiden letzteren Linien:

	Linie 2	Linie 3
Reihe 1	$\lambda =$ 5294	5911
„ 2	5306	5907
Mittel	5300	5909

1) Giesel, Über den Emanationskörper (Emanium). Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. 37, S. 1696, 1904.

Die Unsicherheit dieser Werte ist etwa ± 6 bezw. ± 10 *AE*. Über die Natur und das Aussehen dieser beiden Linien konnte wegen ihrer Lichtschwäche nichts Näheres ermittelt werden.

Das Spektrum des Emaniumlichtes besteht hiernach aus den folgenden Linien:

Linie	Intensität	λ
1	10	4885,4 ± 0,1 *AE*
2	6	5300 ± 6
3	1	5909 ± 10.

Soviel ich bis jetzt feststellen konnte, ist dieses Spektrum völlig neu, es hat weder mit dem kürzlich von Ramsay[1]) veröffentlichten Funkenspektrum der Emanation, noch mit dem Spektrum des Radiums oder eines anderen bekannten Elements eine Ähnlichkeit. Auch in den Spektren der Himmelskörper hat eine Linie von der Wellenlänge 4885,4 niemals eine hervorragende Rolle gespielt; dass bei $\lambda = 4885,6$ eine auch in der Chromosphäre vorhandene Eisenlinie liegt, kann hier natürlich nicht in Betracht kommen. Insbesondere sei noch bemerkt, dass die drei Linien im Spektrum der Nebel nicht vorkommen, wie sich ja auch das Aussehen der Hauptlinie des Emaniums ganz wesentlich von den scharfen Nebellinien unterscheidet.

Gerade diese Form der Emaniumlinie hat mich jedoch auf den Gedanken gebracht, dass möglicherweise eine Beziehung dieses Spektrums zum Spektrum der neuen Sterne bestehen könne, und auch in den von mir gefundenen Wellenlängen der Emaniumlinien scheint eine solche Beziehung vorhanden zu sein. Die weitere Ausführung dieses Gedankens behalte ich mir vor bis zum Abschluss der geplanten Fortsetzung der Untersuchung des Spektrums nach Fertigstellung des lichtstärkeren Apparates.

1) Proc. R. Soc. **73**, 470, 1904; Comptes Rendus **138**, 1388, 1904; Jahrbuch der Radioaktivität, **1**, 127, 1904.

Potsdam, Astrophysik. Observatorium, 4. Aug. 1904.

(Eingegangen 6. August 1904.)

Ein einfacher Apparat zur Untersuchung der Nebelbildung und über Anordnung der Nebelkerne bei der elektrischen Spitzenentladung.

Von H. Rebenstorff.

Untersuchungen über Nebelbildung unter Mitwirkung von Kernen verschiedenster Entstehung sind einerseits mit einem Dampfstrahl in nicht zu staubreicher Luft (R. v. Helmholtz, Richarz, Lenard u. a.), andererseits mit geschlossenen Apparaten durch Entspannung verdichteter, feucht gesättigter Gase ausgeführt worden (Aitken, Kiessling, C. T. R. Wilson, J. J. Thomson u. a.). Für die Reaktion des Dampfstrahles müssen Kerne in grosser Zahl vorhanden sein, während ihr Vermögen, Wasser zu kondensieren, nur gering zu sein braucht, da man im Dampfstrahl über hohe Grade der Übersättigung verfügt. Die Entspannung feuchter Luft macht hingegen selbst einzelne Nebelkerne bemerkbar, und zwar auch dann, wenn deren Kondensationsvermögen die geringsten Werte hat. C. T. R. Wilson zeigte, dass von einem bestimmten, hohen Grade der Übersättigung an eine Nebelbildung an Kernen stattfindet, die stets in der Luft vorhanden sind und dass dieser Übersättigungsgrad derselbe ist, bei dem — dann in viel reichlicherer Weise — Nebelbildung in von Röntgenstrahlen durchsetzter Luft erfolgt.

Die Apparate, in denen bisher durch Belastung mit Wasser die Ionen einzeln sichtbar gemacht wurden, lassen diesen Vorgang in recht kleinen Glasgefässen stattfinden. Thomson weist an kritischen Stellen hierbei darauf hin, dass die quantitativen Ergebnisse an grösseren Apparaten dieselben seien. Durch die geringe Ausdehnung der Räume werden indessen einige Einzelheiten der Erscheinungen verdeckt, wie durch den zweiten Teil dieser Mitteilung klargestellt werden soll.

Grössere Apparate, in denen das Wiederverschwinden der Nebeltröpfchen langsamer vor sich geht, die zugleich ziemlich einfacher Konstruktion sind und auch Demonstrationen gestatten, habe ich mit Hilfe dichter Kollodiumballons hergestellt. Ein vom bisher beschriebenen etwas abweichendes Verfahren der bequemen Herstellung dieser Ballons wurde früher mitgeteilt.[1]) Es wird im nächsten Sitzungsbericht der naturw. Ges. Isis zu Dresden erneut dargestellt; an dieser Stelle sind auch die Eigenschaften der Kollodiummembran beschrieben worden.

Steckt man das Glasrohr, an dem sich ein Kollodiumballon von seiner Herstellung her befindet, durch einen Gummistopfen, schiebt hierauf den Ballon in die Mündung einer Flasche mit Bodentubus und drückt den Stopfen fest, so hat man nach Eingiessen von etwas Wasser durch den Bodentubus und festem Verschliessen desselben einen Apparat für zahlreiche Nebelversuche (Fig. 1). Durch Eintreiben von Luft in den Ballon verdichtet man auch die Luft in der Flasche. Bei wiederholtem Entspannen bildet sie so oft Nebel, als noch Kerne hierzu vorhanden sind. Durch Herabsinken des Nebels wird die Luft frei von Kernen. Sie bildet dann, wenn nicht irgendwie neue Kerne in der Flaschenluft entstehen, erst beim Verstärken

1) Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unt. von Poske **16**, 31, 1903.

Fig. 1.

des Grades der Entspannung von einem bestimmten Werte an die von Wilson entdeckten regenschauerartigen Kondensationserscheinungen.

Wilson gab den Betrag der Entspannungen durch das Verhältnis der Luftvolumina $\frac{v}{v'}$, nach und vor der adiabatisch erfolgenden Ausdehnung an. Spontane Tröpfchenbildung fand statt, wenn $\frac{v}{v'}$ mindestens gleich 1,25 war.[1]) Beim Nebelapparat mit Ballon misst man die Entspannung durch das Verhältnis $\frac{p'}{p}$ der Drucke vor und nach der adiabatischen Ausdehnung. Gleich wirksam sind Entspannungen, für die die beiden verschiedenen Verhältnisse durch die Poissonsche Gleichung:

$$\frac{p'}{p} = \left(\frac{v}{v'}\right)^k$$

verbunden sind.

Zur Feststellung des Druckverhältnisses der Entspannung, welche beim Ballonapparate spontan Tröpfchen entstehen lässt, wird auf dem Glasrohr des Ballons (Fig. 2) das Rohr r mit-

Fig. 2.

tels eines Schlauchstückes angebracht, dessen freies Ende durch den Gummistopfen s zu verschliessen ist. Die Seitenrohre a und b führen zu einem Quecksilbermanometer, bez. zur Luftpumpe, die hier natürlich zur Verdichtung dient. Die beiden Flaschenstopfen sind verschnürt, in das weite Glasrohr des Ballons ist ein durchlöcherter Pappcylinder geschoben, um Ventilschlüsse durch die Ballonwand beim schnellen Entspannen zu vermeiden. Nach Erhöhung des Druckes durch Eintreiben von Luft in den Ballon wartet man mit der manometrischen Feststellung desselben bis zum thermischen Ausgleich. Die schnelle Entspannung bis auf Atmosphärendruck geschieht durch Abnehmen des Stopfens s. Besondere Versuche (a. a. O.) zeigten, dass die Ballonwände selbst Drucken von 1—2 mm Wassersäule nachgeben, so dass der Druck auf beiden Seiten der Kollodiumhaut als gleich anzunehmen ist.

Durch allmähliche Vergrösserung der plötzlichen Entspannung wurde nun beim Barometerstande von 750 mm festgestellt, dass Tröpfchenbildung eintrat, wenn der voraufgehende Überdruck 22,5 cm betrug. War der Druck noch 1 cm stärker gewesen, so entstand schon eine recht dichte Wolke von schnell fallenden Tröpfchen. Einzelne Kerne zeigten sich andererseits fast stets schon bei Entspannungen, die einem Überdrucke von 24 cm oder sogar etwas darunter folgten.

Berechnet man nach der obigen Gleichung das Volumverhältnis $\frac{v}{v'}$, das dem Druckverhältnisse $\frac{p'}{p} = \frac{75 + 25,5}{75}$ entspricht ($k = 1,405$), so erhält man $\frac{v}{v'} = 1,232$, was der Angabe Wilsons sehr nahe kommt.[1])

Da bei Entspannungen, die dem Grenzwerte des Druckverhältnisses $\frac{100,5}{75} = 1,34$ für spontane Tröpfchenbildung entsprechen, dichte Nebelbildung stattfindet, wenn die Flasche Röntgenstrahlen ausgesetzt wird, so kann man wohl auch die spontane Tröpfchenbildung Ionen zuschreiben, die etwa von radioaktiven Stoffen in der Flaschenluft oder auf den Gefässwänden herrühren.

Die momentane Übersättigung der Luft infolge der plötzlichen Entspannung, die dem Druckverhältnis 1,34 entspricht, ist eine sehr bedeutende. Da die Abkühlung nach Berechnung bis auf $-5,5^0$ (bei 18^0 Anfangstemperatur) herabgeht, so ergiebt sich bei Berücksichtigung der Volumenzunahme der Dampfdruck gleich nach der Expansion gleich dem 4,34 fachen des Sättigungsdruckes.

Natürlich kann der Druck nur soweit ge-

1) Proc. of the Cambridge Philosoph. Soc. 8, 1895. Hier ist der Grenzwert zu 1,258, in späteren Arbeiten zu 1,25 angegeben.

1) Das Druckverhältnis $\frac{75 + 26,5}{75}$ ergiebt $\frac{v}{v'} = 1,240$.

steigert werden, als es die Grösse des Ballons zulässt. Benutzt man Flaschen, die nicht grösser als ein Liter sind, so kann man mit Ballons von 400—500 ccm die Entspannung so gross machen, dass man anstatt des aus grösseren Tröpfchen bestehenden Schauers dichte, langsam sich senkende Nebel erhält. Die durch zahlreiche Vorgänge entstehenden Kerne (elektrische Spitzenentladung, Erhitzung, Belichtung, Chemikalien) haben ein grösseres Kondensationsvermögen als freie Ionen, so dass man bei der Untersuchung der Nebelbildung durch sie mit entsprechend abgeänderten Apparaten mit Ballons auskommt, die nur die durch ein 1,34 etwas übersteigendes Druckverhältnis bestimmte Entspannung als höchste Leistung zulassen.

Bei Demonstrationen lässt man den die Tröpfchen sichtbar machenden Lichtkegel einer Projektionslampe schräg aufwärts durch den unteren Teil der etwas erhöht auf dem Tische stehenden Flasche gehen. Die Lampe wird hierzu hinter den Tisch auf den Fussboden gestellt und der Lichtkegel durch vorn unter die Lampe geschobene Klötze so gerichtet, dass er über die Köpfe der Zuhörer hinweggeht.

Kommt es nicht auf genauere Messung des Druckverhältnisses an, so kann man anstatt der Kollodiumballons auch solche aus Gummi benutzen, am besten etwas grössere als die zu Luftballons verwendeten. Ist die Wandstärke gering, so ist der durch die Elastizität der Gummihaut bedingte Fehler der Druckmessung nur klein. Der Druck innerhalb des aufgetriebenen Ballons ist nicht unbedeutend grösser als der Druck um ihn herum in der Flasche, aber bei der Entspannung ist im ersten Augenblicke nach deren Vollzug der Druck der entspannten Luft kleiner als der Atmosphärendruck, da der Ballon sich noch weiter zusammenzieht. Der Unterschied der an Apparaten mit Kollodium-, sowie mit dünnwandigen Gummiballons gemessenen Überdrucke, nach deren Aufhebung gleichstarke Tröpfchenbildung eintrat, betrug weniger als 1 cm Quecksilbersäule.

Die Benutzung eines in der Flaschenluft befindlichen Gummiballons ist deswegen nicht einwandfrei, weil durch Verdunstung und Oxydation von Dämpfen aus dem Gummi Nebelkerne gebildet werden könnten. Man setze deshalb den Ballon in eine halb mit Wasser gefüllte Flasche mit Bodentubus, die umgekehrt zwischen Stativringen Aufstellung erhält. In Fig. 3 ist eine solche Flasche B mit Gummiballon mit der Beobachtungsflasche A verbunden. B wird zweckmässig recht hoch im Verhältnis zum Durchmesser genommen. Beim Entspannen sinkt das Wasser dann ohne zu sprühen herab. Besonders ist durch seitliches Neigen des beide Flaschen tragenden Stativs dafür zu sorgen, dass im Verbindungsrohre v nicht ganze Tropfen

Fig. 3.

Wasser bleiben, die sonst beim heftigen Durchströmen der Luft zu Millionen von Nucleis zerstäubt werden. Auch auf dem Boden von A darf nur wenig Wasser sein. Die Druckmessungen am Manometer sind natürlich mit einer Korrektion wegen der Wasserhöhe in B zu versehen. Hat der Apparat einige Zeit gestanden, so sind Tropfen auf den Wänden von A durch Neigen zum Zusammenlaufen zu bringen.

Von Beobachtungen, die mit Apparaten dieser Art gemacht wurden, seien solche über das Verhalten von Nebelkernen mitgeteilt, die durch elektrische Spitzenentladung entstehen. Wilson[1]) hatte in seinen Apparaten Nebelbildung durch elektrischen Wind gesehen, wenn Entspannungen von dem Betrage der spontane Tröpfchenbildung hervorrufenden Druckänderungen stattfanden. Es wurde hierbei auf ein Anwachsen der Kerne geschlossen, denn die Nebelbildung trat auch bei kleineren Entspannungen (um 4—5 cm Druckhöhe) auf, wenn die Spitzenentladung eine kurze Zeit vorher stattfand.

Setzt man in den Stopfen der Flasche A ein weites Glasrohr g (Fig. 3), das in seiner Achse einen mit Siegellack überzogenen Messingdraht enthält, der oben mit Siegellack eingefügt ist und unten die Platinspitze p besitzt, so kann man schon durch Entspannungen nach Druckerhöhungen um 2 cm Quecksilbersäule regelmässig Nebelbildungen durch elektrischen Wind bemerken. Die Druckflasche B war bei diesen Versuchen mit einem Kollodiumballon versehen. Sie stand natürlich aufrecht. Durch eine hinreichende Zahl von Entspannungen waren alle Nebelkerne aus der Flaschenluft entfernt worden. Da das Ausströmen grösserer Elektrizitätsmengen Kerne so massenhaft her-

1) Proc. Roy. Soc. 192, 439, 1899.

vorrief, dass deren Beseitigung sehr langwierig war, so wurde mit dem Ende des Zuleitungsdrahtes die Probekugel q beweglich verbunden und dieser durch Annäherung an die Belegungen einer isoliert aufgestellten Leydener Flasche kleine Elektrizitätsmengen zugeführt.

Die durch elektrischen Wind entstehenden Nebelkerne besitzen ungleiches Kondensationsvermögen, da die durch Aufhebung von 2 cm Überdruck entstehenden Nebelmassen nur geringe Ausdehnung haben, während grössere Entspannungen oft die ganze Flasche mit dichtem Nebel erfüllen, der sich erst nach einer Anzahl von niederschlagenden Entspannungen nicht wieder bildet. Die Kerne grösseren Kondensationsvermögens treten unweit der Spitze zuerst auf und zeigen längere Zeit haufen- und streifenähnliche Bildungen, die durch das Wogen der Flaschenluft hin und her getrieben und schliesslich zerteilt werden. Viel zahlreicher sind die Kerne geringeren Kondensationsvermögens, die nur bei stärkeren Expansionen (nach 8—10 cm Überdruck) und zwar auch in grösseren Abständen von der Spitze sichtbar werden.

Hat man nach Herstellung von etwa 9 cm Überdruck die durch den thermischen Ausgleich in Bewegung gesetzte Flaschenluft wieder zur Ruhe kommen lassen, so sieht man bei gleichzeitiger Vornahme von Entspannung und Annäherung der Probekugel zum Überspringen eines kleinen Funkens oft interessante Formen der Nebelmassen. Beim Einströmen geringer Mengen negativer Elektrizität entstehen regelmässige Ringe, die durch gegenseitige Abstossung der im Lichtkegel der Intensivbeleuchtung einzeln sichtbaren Tröpfchen sich beim Herabsenken erweitern. In wirbelnder Bewegung scheinen diese Ringe zunächst nicht zu sein. Sie scheinen aus einer Halbkugel hervorzugehen, von der oft eine dünne Schicht mit einem Kern aus dichter stehenden Tröpfchen genau in der Mitte zurückbleibt. Der Ring bewegt sich schneller abwärts als die Mitte, so dass diese durch den Ring hindurch bis über ihn gelangt, wo sie bisweilen eine sehr schöne, nach oben konvexe Halbkugel mit einem dichteren mittleren Kern bildet. Die Wandstärke dieser Halbkugel erscheint so klein, als ob alle Tröpfchen genau in der gewölbten Fläche lägen. Bisweilen bildete sich am Rande des Ringes eine bei der Abwärtsbewegung des Ringes zurückbleibende cylindrische Hülle. Hörte man, dass auf die Probekugel mehrere Fünkchen in schneller Folge übersprangen, so treten mehrere Ringe dicht hintereinander auf. Diese seltsamen Bildungen entstehen nur, wenn die Spannung auf den Belegungen der Flasche den zur Spitzenentladung nötigen Grenzwert nur wenig übertrifft. Ist dieselbe zu gross, so erblickt man nur einen Kegel von Nebelmasse, in dessen Achse eine heftige Bewegung nach dem Flaschenboden erfolgt. Die Ableitung der den Boden bedeckenden Wasserschicht zur Erde rief keine veränderten Erscheinungen hervor.

Strömt positive Elektrizität in kleinen Mengen aus der Spitze, so entstehen bei gleichzeitiger Entspannung im Umkreise um die Spitze und etwas unterhalb derselben Streifen von Nebel in verschiedener Zahl (5—8) und ungleichen Abständen, als ob Gruppen von Kernen von der Spitze auf der Oberfläche eines stumpfwinkligen Kegels fortgesprüht würden. Auch diese Streifen entfernen sich während des Herabsinkens nach aussen voneinander, ihre oberen Enden sind oft wie der Rand eines Kelches nach aussen herabgebogen.

Ich füge hinzu, dass die Bildungen nicht immer gleich nach dem Einfügen eines Rohres mit frischer Platinspitze wie beschrieben waren, sondern bisweilen erst am andern Tage; vielleicht hängt dies mit der Wasserbenetzung der Spitze zusammen. Eine feine Nähnadel gab als Spitze nur die positiven Anordnungen. Störend wirkten Wassertropfen auf dem Glasrohr; von hier schienen dann während des Ausströmens aus der Spitze ebenfalls nebelkernbildende Entladungen auszugehen. Ringbildung durch negatives Einströmen wurde auch bemerkt, wenn die Entspannung einige Sekunden nach dem Einströmen stattfand. Die Ringe waren ebenda, wo sie etwa bei gleichzeitiger Entspannung nach Verlauf der gleichen geringen Zeit gewesen wären.

Nicht selten, besonders bei unregelmässiger Ringbildung infolge von etwas zu grossem Potential senkte sich hinter den sich senkenden Nebelmassen ein von der Spitze abrinnender dünner Faden von Nebel herab, als ob die Spitze einige Zeit kernbildende Eigenschaften bewahrte. Vielleicht war dies aber nur eine Wirkung der von der Oberfläche des mit Siegellack überzogenen Drahtes nachfliessenden Elektrizität.

Bei allmählicher Entladung der Leydener Flasche hörten die Nebelbildungen durch positive Elektrizitätszufuhr früher auf als durch negative, entsprechend der Verschiedenheit der zur Spitzenentladung erforderlichen Potentiale.

Dresden, im Juni 1904. K. S. Kadettenkorps.

(Eingegangen 29. Juni 1904.)

Über die Funkenentladung in Flüssigkeiten.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Karl Przibram.

Gegenüber der umfangreichen Litteratur über die Entladung in Gasen liegen bisher verhältnismässig wenig Arbeiten über die Entladung in

Flüssigkeiten vor. Namentlich scheint eine Untersuchung einer grösseren Zahl von chemischreinen Substanzen auf ihre elektrische Festigkeit und deren Abhängigkeit von der chemischen Konstitution noch zu fehlen. Die folgende Tabelle beansprucht nicht, diese Lücke auszufüllen, lässt aber doch, wie mir scheint, gewisse Gesetzmässigkeiten erkennen. Als Elektrizitätsquelle diente ein Funkeninduktor; die ganz in die Flüssigkeit eintauchenden Elektroden waren ein bis auf wenige Millimeter in Glas eingeschmolzener Platindraht und eine Kreisscheibe mit isolierter Zuleitung. Die Zahlen bedeuten die grösste erreichbare Funkenlänge in Millimetern, die der ersten Kolumne für positive, die der zweiten für negative Spitze (positive resp. negative Funken) und stellen nur rohe Mittelwerte vor. Die Substanzen wurden knapp vor dem Versuche destilliert und ihr Siedepunkt kontrolliert.

Tabelle.

Substanz	Formel	Funkenlänge positive	Funkenlänge negative
Pentan	C_5H_{12}	24—25	8—9
Hexan	C_6H_{14}	23	8
Heptan	C_7H_{16}	22	8
Oktan	C_8H_{18}	10—11	7—8
Benzol	C_6H_6	13	9—10
Toluol	C_7H_8	13	9
Xylol, Ortho-	C_8H_{10}	8—9	8
Xylol, käuflich., Gemisch der 3 Isomeren	C_8H_{10}	9—10	8—9
Cumol	C_9H_{12}	7—8	7—8
Cymol	$C_{10}H_{14}$	5—6	5—6
Chlorbenzol	C_6H_5Cl	30	18
Brombenzol	C_6H_5Br	30	19
Jodbenzol	C_6H_5J	27	18
Anilin	C_6H_7N	30	11
Ortho-toluidin	C_7H_9N	18	11
Monomethylanilin	C_7H_9N	17	14
Dimethylanilin	$C_8H_{11}N$	7	6
Diäthylanilin	$C_{10}H_{15}N$	18	18
Methylalkohol	CH_4O	2	2—3
Äthylalkohol	C_2H_6O	42	42
Propylalkohol	C_3H_8O	45—47	45—47
Butylalkohol	$C_4H_{10}O$	47	50
Amylalkohol	$C_5H_{12}O$	44—45	50
Äthylbromid	C_2H_5Br	4	4
Äthyljodid	C_2H_5J	30	30
Chloroform	$CHCl_3$	60	38
Aceton	C_3H_6O	49	69
Methyläthylketon	C_4H_8O	49	56
Acetylaceton	$C_5H_8O_2$	8	5—6
Essigsaures Äthyl	$C_4H_8O_2$	26	26
Methylbutyrat	$C_6H_{12}O_2$	30	32
Safrol	$C_{10}H_{10}O_2$	10—12	8—10
Isosafrol	$C_{10}H_{10}O_2$	12—14	12
Methyleugenol	$C_{11}H_{14}O_2$	14	14
Methylisoeugenol	$C_{11}H_{14}O_2$	24	22
Brom	Br_2	6—9	6—7

Die Tabelle lehrt folgendes:

1. In einer homologen Reihe nimmt die Funkenlänge mit wachsendem Molekulargewicht ab, und zwar für die längeren positiven Funken rascher als für die negativen, so bei den Kohlenwasserstoffen der Paraffin- und Benzolreihe, ferner bei Anilin und Orthotoluidin. Bei den Alkoholen werden die Verhältnisse durch die grosse Leitfähigkeit der niederen Glieder, die der Bildung langer Funken entgegenwirkt, kompliziert, vergl. die auffallend kurzen Funken in Methylalkohol.

2. Eintritt eines Halogenatoms oder der NH_2-Gruppe bewirkt bei Benzol eine bedeutende Verlängerung, namentlich der positiven Funken.

3. Auch Sauerstoffverbindungen scheinen längere Funken zu geben als die entsprechenden Kohlenwasserstoffe (Amylalkohol und Pentan), und zwar sind in ihnen die negativen Funken gerade so lang wie die positiven oder sogar beträchtlich länger.

Alle untersuchten organischen Flüssigkeiten geben bei der Entladung eine grössere oder kleinere Menge Gas, und zwar nicht nur beim Durchschlagen, sondern auch wenn nur ein Büschel oder auf die Spitze beschränktes Glimmen auftritt. Die Gasentwickelung findet hier nicht wie bei der Elektrolyse nur an den Elektroden, sondern längs der ganzen Entladungsbahn statt, wie man in auffallender Weise in Glyzerin zeigen kann. In dieser Flüssigkeit erhält man zwischen einer Spitze und einer Scheibe schöne positive und negative Büschel. Infolge der grossen Zähigkeit verbleiben die gebildeten feinen Gasblasen minutenlang an ihrem ursprünglichen Platze und lassen so, dicht aneinander gereiht, den Verlauf des Büschels bis in seine feinsten Verästelungen verfolgen.

Dieses aus lauter Bläschen bestehende, fein verästelte, bei jeder Entladung um neu hervorschiessende Zweige vermehrte Büschel bildet ein sehr hübsches Demonstrationsobjekt.

(Eingegangen 10. Juli 1904.)

Bemerkung zu der Arbeit von Herrn G. Seibt „Über den Zusammenhang zwischen dem direkt und dem induktiv gekoppelten Sendersystem für drahtlose Telegraphie".[1])

Von J. Zenneck.

Herr Seibt kommt in dieser Arbeit zu dem Resultat, dass durch seine Betrachtung „der direkt gekoppelte Sender als ein Spezialfall auf den induktiv gekoppelten zurückgeführt" sei.

Nun hatte ich in Band 4, 657, 1903 dieser Zeitschrift ebenfalls das Verhältnis zwischen direkter und induktiver Schaltung besprochen und dort das Folgende angegeben: „Setzt man

1) Diese Zeitschr. 5, 452, 1904.

die Differentialgleichungen einmal für die direkte Schaltung . . . und dann für die entsprechende induktive Schaltung . . . an, so sieht man unmittelbar, dass die beiden Fälle nahezu Identisches ergeben. Der einzige Unterschied ist der: zu dem Glied, welches bei der induktiven Schaltung die wechselseitige Induktion („magnetische Koppelung") zwischen Kondensatorkreis und Sendersystem (Sender, Sekundärspule, Ansatzdraht) ausdrückt, kommt bei der direkten Schaltung noch ein Glied hinzu, das von der „galvanischen Koppelung" herrührt".

Vernachlässigt man, wie Herr Seibt es thut, alle Glieder, welche den Widerständen proportional sind, so fällt die galvanische Koppelung und damit „der einzige Unterschied" zwischen beiden Schaltungsarten weg. Das Resultat des Herrn Seibt ist also nicht neu, sondern war in meiner Mitteilung schon enthalten.

Darauf ist übrigens auch schon von anderer Seite aufmerksam gemacht worden. Z. B. schreibt L. Mandelstam (diese Zeitschrift **5**, 245, 1904): „Dr. Zenneck hat darauf hingewiesen, dass kein prinzipieller Unterschied zwischen den beiden Schaltungsarten besteht. In den nachfolgenden Zeilen findet sich diese Behauptung für eine beliebige Koppelung bestätigt."

F. Braun (diese Zeitschrift **5**, 193, 1904): „Ich habe für die Art, die Energie auf den Sender zu übertragen, die „Koppelung mit der Antenne" drei verschiedene Formen angegeben: 1. die als induktive Erregung bezeichnete . . ., 2. die sogenannte direkte Schaltung . . . und 3. die Kombination beider . . .; alle drei Anordnungen kommen prinzipiell auf das gleiche hinaus (J. Zenneck, diese Zeitschr. **4**, 656, 1903).

Strassburg i/Els., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 19. August 1904.)

Die Grundhypothesen der Elektronentheorie.

Von M. Abraham.

Die Elektronentheorie, diese aussichtsvollste Weiterbildung der Maxwellschen Elektrodynamik, geht von den folgenden allgemeinen Voraussetzungen aus:

A. In dem von Materie und Elektrizität leeren Raume gelten die Maxwell-Hertzschen Gleichungen. Dieselben postulieren ein Bezugssystem, in dem ebene elektromagnetische Wellen nach allen Richtungen mit der gleichen Geschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec fortschreiten; auf dieses Bezugssystem bezogene Bewegungen bezeichnet sie als absolute Bewegungen.

B. Die Elektrizität besteht aus diskreten positiven und negativen Teilchen, die „Elektronen" genannt werden. Diese sind es, welche die Wechselwirkung der Materie und des Äthers vermitteln.

C. Jeder elektrische Strom ist ein Konvektionsstrom bewegter Elektronen. Die Dichte des Konvektionsstromes ist das Produkt aus der Dichte der Elektrizität und ihrer absoluten Geschwindigkeit. Der Konvektionsstrom erregt das gleiche magnetische Feld, wie der äquivalente Leitungsstrom der Maxwell-Hertzschen Theorie.

Aus den Hypothesen A, B, C folgen die Feldgleichungen, die bei gegebener Verteilung und Geschwindigkeit der Elektrizität das elektromagnetische Feld bestimmen. Zu ihnen tritt noch eine Aussage über die Kraft, die bei gegebenem Felde auf ein von Elektrizität erfülltes Volumelement wirkt:

D. Die elektromagnetische Kraft setzt sich additiv zusammen aus den Kräften, die im elektrischen Felde auf die ruhende, und im magnetischen Felde auf die bewegte Elektrizität wirken.

Diese vier Aussagen stellen die allgemeinen Grundhypothesen der Elektronentheorie dar.[1]) Jede Untersuchung, die auf ihnen fusst, und nur eine solche, wird als in den Rahmen der Elektronentheorie fallend zu bezeichnen sein.

Die an Kathodenstrahlen beobachteten Erscheinungen lassen sich auf Grund von D deuten, wenn man die elektromagnetische Kraft des äusseren Feldes als äussere Kraft betrachtet, und den in den Kathodenstrahlen angenommenen freien negativen Elektronen eine träge Masse μ_0 zuschreibt. Andererseits haben die Grundhypothesen A, B, C, D zu der Konsequenz geführt, dass diese Masse, wenigstens zum Teile, aus dem vom Elektron selbst erregten Felde resultiert. Die Versuche von W. Kaufmann haben gezeigt, dass bei grossen Geschwindigkeiten die elektromagnetische Masse des Elektrons von wesentlichem Einflusse wird.

In meinen Untersuchungen[2]) habe ich der Dynamik des Elektrons eine Form gegeben, welche geeignet ist, die Versuche Kaufmanns auf rein elektromagnetischer Grundlage zu erklären. Dabei habe ich, neben den allgemeinen Grundhypothesen der Elektronentheorie, folgende spezielle Hypothesen eingeführt:

E. Die elektromagnetischen Kräfte des äusseren und des vom Elektron selbst erregten Feldes halten sich an dem Elektron im Sinne der Mechanik starrer Körper das Gleichgewicht.

1) Vergl. H. A. Lorentz, Encykl. der mathem. Wissensch., Bd. V2, Heft 1.

2) M. Abraham, Ann. d. Phys. **10**, 105, 1903.

F. Das Elektron ist einer Formänderung überhaupt nicht fähig.

G. Es ist eine Kugel mit gleichförmiger Volum- oder Flächen-Ladung.

Die Hypothese F ist dabei als Bedingungsgleichung im Sinne der Hertzschen Mechanik aufzufassen. Sie nötigt keineswegs dazu, von Kräften zu reden, welche die Volumelemente des Elektrons zusammenhalten; im Gegenteil, sie besagt, dass solche Kräfte niemals Arbeit leisten können, und macht daher die Einführung solcher Kräfte überflüssig.

Auf Grund der Hypothesen A, B, C, D, E, F lässt sich die Dynamik eines Elektrons beliebiger Gestalt rein elektromagnetisch entwickeln. Das Verhalten des Elektrons im einzelnen aber ist wesentlich von seiner Form abhängig. Ich habe die Untersuchung auch auf ellipsoidische Elektronen von unveränderlicher Gestalt ausgedehnt; es ergab sich, dass die Translationsbewegung eines solchen Elektrons nur in Richtung der grossen Achse stabil ist. Ein abgeplattetes Rotationsellipsoid kann sich nicht parallel der Rotationsachse bewegen; der kleinste Anstoss würde es zum Umschlagen bringen.

Auf Grund der Hypothesen A bis G habe ich die elektromagnetische Bewegungsgrösse des Elektrons berechnet. Ich habe allgemein gelehrt, aus dieser die elektromagnetischen Massen, die longitudinale und die transversale, abzuleiten. Die für die letztere erhaltene Formel stellt die Ablenkungsversuche Kaufmanns mit befriedigender Genauigkeit dar.

Nun steckt sich aber die Elektronentheorie ein weiteres Ziel; sie beansprucht, die elektrischen und die optischen Eigenschaften der Körper in ihrer Gesamtheit zu umfassen. Die Optik durchsichtiger, der Maxwellschen Relation genügender Körper wird in die Elektronentheorie durch Annahme quasielastischer Kräfte eingeordnet, welche die Elektronen in ihre Gleichgewichtslagen zurückziehen. Die Dispersion der Körper wird durch Einführung der trägen Masse der Elektronen gedeutet, welche im Verein mit jenen quasielastischen Kräften die Existenz von Eigenschwingungen bedingt. Das schwingende Elektron stellt das einfachste Bild eines leuchtenden Punktes dar; der Zeeman-Effekt in seiner normalen Form zeigt, dass dieses Bild für eine grosse Zahl von Spektrallinien der Wirklichkeit entspricht. Die Geschwindigkeit der Elektronenschwingungen ist dabei so gering, dass die Veränderlichkeit der Masse nicht in Betracht kommt. Die Hypothesen E, F, G kommen daher nicht ins Spiel, solange als der Körper selbst ruht.

Anders liegt die Sache in der Optik bewegter Körper. Die Aberrationserscheinungen zeigen, dass das universelle Bezugssystem (vergl. A) die Umlaufsbewegung der Erde um die Sonne nicht mitmacht. Wie kommt es, dass trotzdem die elektrischen und optischen Vorgänge, die sich an der Erdoberfläche abspielen, keinen Einfluss der Erdbewegung erkennen lassen? Diese Frage hat H. A. Lorentz untersucht. Er hat gezeigt, dass das Fehlen eines Einflusses erster Ordnung in dem Quotienten $\beta = 10^{-4}$ aus Erdgeschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit mit den Grundhypothesen A bis D der Elektronentheorie sehr wohl vereinbar ist.[1])

Das negative Ergebnis von Versuchen, deren Empfindlichkeit geeignet war, einen Einfluss zweiter Ordnung zu entdecken, bereitet der Elektronentheorie bedeutende Schwierigkeiten. In zwei Arbeiten[2]) hat H. A. Lorentz diese Schwierigkeiten zu überwinden gesucht. In der zweiten der zitierten Arbeiten stellt er ein System von Hypothesen auf, welches geeignet ist, von allen negativen Versuchsergebnissen Rechenschaft zu geben:

H. Infolge der Erdbewegung erfahren die Körper eine gewisse Kontraktion parallel der Bewegungsrichtung.

Diese Hypothese erklärt das negative Resultat des Interferenzversuches von Michelson. Sie erklärt auch das Fehlen eines Kräftepaares auf einen schief zur Bewegungsrichtung der Erde gestellten geladenen Kondensator, das Trouton und Noble vergebens zu entdecken versucht haben.

Man kann die Hypothese H plausibel machen, indem man die Molekularkräfte als elektrische Kräfte deutet.

I. Die quasielastischen Kräfte, welche die Elektronen an ihre Gleichgewichtslagen binden, erfahren infolge der Erdbewegung die gleiche Änderung, wie die elektrischen bezw. die molekularen Kräfte.

Die Hypothese I kann man gleichfalls plausibel machen, indem man die quasielastischen Kräfte ihrerseits als elektrische Kräfte betrachtet.

Um das Fehlen einer durch die Erdbewegung bedingten Doppelbrechung im Ruhezustande isotroper Körper, welches die Versuche von Lord Rayleigh und D. B. Brace ergeben haben, zu erklären, genügt es für solche Körper, welche der Maxwellschen Relation genügen, zu den Hypothesen A, B, C, D, H die Hypothese I hinzuzufügen. Für dispergierende Körper hingegen, bei denen die Trägheit der Elektronen ins Spiel kommt, ist eine Doppelbrechung infolge der Erdbewegung nur dann ausgeschlossen, wenn die longitudinalen und transversalen Trägheitskräfte in derselben Weise abgeändert

1) H. A. Lorentz, Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern. Leiden 1895.

2) H. A. Lorentz, K. Akad. van Wetensch. te Amsterdam 1899, S. 507 und 1904, S. 809.

werden, wie die quasielastischen Kräfte. Das ist nach H. A. Lorentz der Fall, wenn der Dynamik der im Innern der bewegten Materie schwingenden Elektronen folgende Hypothesen zugrunde gelegt werden:

E bleibt bestehen.

An Stelle von F und G tritt:

K. Das im Ruhezustande mit gleichförmiger Volum- oder Flächen-Ladung erfüllte Elektron plattet sich bei der Bewegung ab, indem sein der Bewegungsrichtung paralleler Durchmesser im Verhältnis $\sqrt{1-\beta^2} : 1$ verkürzt wird. Es wird ein sogenanntes Heaviside-Ellipsoid. Für ein solches Ellipsoid hat H. A. Lorentz die elektromagnetische Bewegungsgrösse berechnet, aus der sich nach meinen Methoden ohne weiteres die beiden Massen ergeben. Er findet die longitudinale Masse $\mu_s = \mu_0 \cdot (1-\beta^2)^{-3/2}$, die transversale Masse $\mu_r = \mu_0 \cdot (1-\beta^2)^{-1/2}$. H. A. Lorentz zeigt, dass seine Formel für die transversale Masse mit den Versuchen Kaufmanns nicht erheblich schlechter stimmt, als die meinige.

Da andererseits auf Grund von K das Verhältnis der transversalen und longitudinalen Masse sich gleich $(1-\beta^2)$, auf Grund von F G aber gleich $(1-4/5\,\beta^2)$ ergiebt, bei Vernachlässigung von Gliedern vierter und höherer Ordnung, so würde F, G, an Stelle von K in das Lorentzsche Hypothesensystem eingeführt, eine Doppelbrechung von der Ordnung $1/5\,\beta^2 = 2 \cdot 10^{-9}$ für solche Körper ergeben, für deren optisches Verhalten die Trägheit der Elektronen massgebend ist.

H. A. Lorentz bemerkt schliesslich, dass auch für Körper mit Molekularbewegung jeder Einfluss der Erdbewegung fortfällt, wenn als letzte Hypothese hinzugenommen wird:

L. Die Massen der Moleküle sind elektromagnetischer Natur.

Wir wollen jetzt die Hypothese K genauer erörtern. H. A. Lorentz trägt dieselbe mit aller Zurückhaltung vor; er geht nicht so weit, dieselbe als wahrscheinlich hinzustellen. In der That, es erheben sich gegen diese Hypothese die schwerwiegendsten Bedenken.

Beschleunigt man ein solches Elektron, so wird seine Abplattung vermehrt; es muss also gegen die elektrischen Kräfte Arbeit geleistet werden. Während für das undeformierbare Elektron die Zunahme der Energie gleich der von den äusseren elektrischen Kräften geleisteten Arbeit ist, findet das hier nicht mehr statt; die Energiezunahme bei einer Geschwindigkeitsvermehrung ist grösser, als die Arbeit der äusseren Kräfte.

Die konsequente Verfolgung der Hypothese K zwingt also dazu, neben den inneren elektromagnetischen Kräften noch andere, nicht elektromagnetische, innere Kräfte anzunehmen, welche im Verein mit jenen die Form des Elektrons bestimmen. Diese würden dann bei der Kontraktion die erforderliche Arbeit leisten, die zusammen mit der Arbeit der äusseren Kräfte der Steigerung der elektromagnetischen Energie des Elektrons äquivalent ist. Solange man nicht angiebt, nach welchem Gesetz diese Kräfte wirken sollen, ist das Hypothesensystem A, B, C, D, E, K unvollständig.

Die Unvollständigkeit des Hypothesensystems bedingt es, dass man der Stabilität eines diesen Hypothesen gehorchenden Elektrons nicht sicher ist. Die Bewegung eines abgeplatteten Rotationsellipsoids von unveränderlicher Form parallel seiner Rotationsachse ist, wie oben erwähnt, instabil. Es fehlt der Nachweis, dass jene nicht elektromagnetischen Zusatzkräfte die Bewegung des deformierbaren Ellipsoids stabil machen.

Die Notwendigkeit der Einführung nicht elektromagnetischer Kräfte zeigt, dass die Hypothese des deformierbaren Heaviside-Ellipsoids, obwohl mathematisch in gewisser Weise einfacher, doch physikalisch weit komplizierter ist, als die Hypothese des starren kugelförmigen Elektrons. Jene versagt in der That manchen Fragen gegenüber, auf welche diese eine ganz bestimmte Antwort giebt. Ich erwähne nur die von P. Hertz [1]) aus den Hypothesen A bis G gezogene Folgerung, dass das Elektron durch endliche Kräfte beliebig nahe an die Lichtgeschwindigkeit, ja bis zur Lichtgeschwindigkeit, gebracht werden kann. Die Versuche von F. Paschen [2]) zeigen, dass in der Strahlung des Radiums negative Elektronen enthalten sind, die ein weit grösseres Durchdringungsvermögen und weit geringere Ablenkbarkeit besitzen, als die raschesten der von Kaufmann untersuchten β-Strahlen. Hier scheint die Lichtgeschwindigkeit wirklich nahezu, wenn nicht ganz, erreicht zu sein. Es treffen sich die Wege, welche die mathematische und die experimentelle Forschung, unabhängig von einander, eingeschlagen haben. — Die Hypothese K hingegen versagt gegenüber der Frage nach Erreichung der Lichtgeschwindigkeit durchaus.

Aus allen diesen Gründen wäre es höchst voreilig, wenn man die Hypothesen F, G ohne weiteres zu Gunsten der Hypothese K aufgeben wollte. Selbstverständlich ist die Dynamik des Elektrons, wie jede physikalische Theorie, der fortlaufenden Prüfung durch das Experiment unterworfen. Es ist zu hoffen, dass die Versuche, die W. Kaufmann jetzt mit unermüd-

---

1) P. Hertz, Diese Zeitschr. **5**, 109, 1904. Untersuchungen über unstetige Bewegungen eines Elektrons. Inauguraldissertation. Göttingen 1904.

2) F. Paschen, Ann. d. Phys. **14**, 164 und 389, 1904.

licher Ausdauer wieder aufnimmt, weitere Aufschlüsse geben werden.

Die Frage, ob und wieso ein Einfluss der Erdbewegung auf die elektrischen und optischen Erscheinungen an der Erdoberfläche sich nicht entdecken lässt, ist zur Zeit noch keineswegs spruchreif. H. A. Lorentz selbst hat wohl kaum gemeint, sie durch Aufstellung des Hypothesensystems H, I, K, L endgültig zu lösen. Er hat wohl nur zeigen wollen, dass das Fehlen eines bemerkbaren Einflusses nicht unbedingt gegen die allgemeinen Grundhypothesen $A B C, D$ der Elektronentheorie spricht, sondern dass diese Hypothesen sich mit anderen widerspruchsfrei so kombinieren lassen, dass der Einfluss der Erdbewegung bei allen beobachtbaren Erscheinungen fortfällt.

Sollte auf dem Gebiete der Kathoden- und Becquerelstrahlung sich die auf den Hypothesen A bis G fussende Dynamik des Elektrons auch weiterhin bewähren, hingegen eine durch die Erdbewegung bedingte Doppelbrechung dispergierender Körper von der Ordnung 10^{-9}, die aus diesen Hypothesen im Verein mit H, folgt, nicht zu konstatieren sein, so bleiben noch verschiedene Möglichkeiten offen.

In Anbetracht unserer mangelhaften Kenntnisse über die Molekularkräfte liegt es nahe, die Hypothese H aufzugeben bezw. abzuändern. Ist es doch bisher keineswegs gelungen, die Molekularkräfte in ruhenden Körpern in befriedigender Weise elektrisch zu deuten.

Auch die Natur der angenommenen quasielastischen Kräfte, welche die Elektronen in ihre Gleichgewichtslage ziehen sollen, ist uns unbekannt. Ihre Deutung auf elektromagnetischer Grundlage würde die elektromagnetische Theorie der Spektrallinien ergeben. Eine solche Theorie besitzen wir leider nicht; wir sind demnach sehr weit davon entfernt, die optischen Eigenschaften ruhender Körper auf Grund der Elektronentheorie vollkommen zu verstehen. Die Hypothese I schwebt daher vollständig in der Luft, sie ist der Abänderung sehr wohl fähig.

Man hat bei der Abwägung der Wahrscheinlichkeit der verschiedenen Hypothesen im Auge zu behalten, dass die Vorstellungen über die Natur der Molekularkräfte bezw. der quasielastischen Kräfte noch weit weniger geklärt, und der experimentellen Prüfung weit weniger zugänglich sind, als die Vorstellungen über die Beschaffenheit des freien negativen Elektrons. Man wird daher eine Theorie, welche das Verhalten des freien negativen Elektrons richtig beschreibt, welche sich aber nicht in befriedigender Weise in eine auf den Hypothesen H, I fussende Optik bewegter Körper einordnet, nicht aufzugeben geneigt sein. Eher wird man die Hypothesen H, I derart zu modifizieren suchen, dass eine Übereinstimmung mit der Gesamtheit der Beobachtungen erzielt wird.

Im neunten Paragraphen meiner Arbeit über die Dynamik des Elektrons [1]) habe ich Formeln für die Energie- und Impuls-Strahlung aufgestellt, die von einem rasch bewegten und gleichzeitig beschleunigten Elektron entsandt wird. Neuerdings habe ich die ausführliche Ableitung dieser Formeln nachgetragen [2]) und ihre Bedeutung für die Theorie des bewegten leuchtenden Punktes erörtert. Bei diesen Untersuchungen wird, wie ich mehrfach ausdrücklich betont habe, das Elektron als Punktladung betrachtet, was bei Berechnung der Strahlung unter gewissen Bedingungen gestattet ist. Die Resultate dieser Untersuchungen sind demnach unabhängig von jeder Hypothese über die Beschaffenheit des Elektrons; sie fussen ausschliesslich auf den Grundhypothesen A bis D der Elektronentheorie. Die Verfolgung des Lorentzschen Ansatzes und jedes mit ihm übereinstimmenden, muss daher bezüglich der Strahlung zu genau identischen Ergebnissen führen, es sei denn, dass Überlegungsfehler, etwa Verstösse gegen das Dopplersche Prinzip oder fehlerhafte Anwendungen des Poyntingschen Satzes, dabei unterlaufen.

Es wäre dringend zu wünschen, dass die auf dem Gebiete der Elektronentheorie schriftstellernden Autoren, dem Beispiele von H. A. Lorentz folgend, in klarer und unzweideutiger Weise von den Hypothesen Rechenschaft geben mögen, die ihren Untersuchungen zu grunde liegen, anstatt ihre unklaren Ausführungen nachträglich als „hypothesenfrei" hinstellen zu wollen. Eine Abweichung in den Endresultaten derartiger „hypothesenfreier" Theorien hat sich zuweilen auf mangelnde Sorgfalt des betreffenden Autors zurückführen lassen. Autoren, die sich nicht einer klaren Darlegung ihrer Grundhypothesen und einer sorgtältigen Entwicklung der aus denselben abgeleiteten Folgerungen befleissigen, können nicht beanspruchen, weiterhin einer ernsten Beachtung gewürdigt zu werden.

1) l. c. S. 153. Die gleichen Formeln sind, wie ich bemerke, unabhängig von O. Heaviside, Nature **67**, p. 6, gefunden worden.

2) Ann. d. Phys. 14, S. 273, 1904.

Edinburgh, d. 28. Juli 1904.

(Eingegangen 30. Juli 1904.)

Über die Wärmeabgabe glühender Fäden durch Leitung und Konvektion.

Von L. W. Hartmann.

Der Charakter und die Grösse der Ausstrahlung eines schwarzen, auf eine bestimmte Temperatur erhitzten Körpers sind lange der Gegenstand sorgfältiger Untersuchung gewesen; wenig oder nichts aber ist bekannt in betreff

der Menge der Energie, welche durch Leitung und Strömung verloren geht, wenn ein Draht oder dgl. bis zu einer gegebenen Temperatur erhitzt wird. Dass diese Menge von wissenschaftlicher und technischer Wichtigkeit ist, braucht hier nicht betont zu werden. In der vorliegenden Arbeit ist deshalb diese Seite des Problems untersucht worden.

Als „schwarze Körper“, die für diesen Zweck sich besonders empfahlen, wurden mir von Herrn Professor Nernst Stifte in verschiedener Grösse, die aus einem Teig von Platinschwamm gepresst waren, gütigst zur Verfügung gestellt. Nachdem diese Stifte getrocknet waren, wurden sie in einer Knallgasflamme bis zur Weissglut erhitzt. An die Enden jedes Stiftes waren Stücke von Silberdraht gelötet, damit der Körper zwischen einem Paar von Elektroden aufgehängt werden konnte. Die Leitungen zu denselben gingen durch einen Rheostaten zu einer Akkumulatorenbatterie von 70 Volt. Dann wurde ein langsam wachsender Strom durch die Stifte geschickt, bis Weissglut erreicht war. Dieser Prozess wurde wiederholt, bis die Oberfläche jedes Stiftes durchaus dieselbe Helligkeit zu haben schien. Nach der Abkühlung zeigten diese Körper eine gleichmässige Oberfläche. Um den Strom zu messen, der durch die Platinstifte fliesst, war ein geaichtes, in 0,02 Amp. eingeteiltes Ampèremeter in den Stromkreis eingeschaltet. Ein Normalvoltmeter in Verbindung mit den Polen des vorher erwähnten Stativs diente dazu, die Spannung zwischen den Enden der Stifte zu messen. Wenn man die Länge jedes Stiftes kennt, kann man die Leistung pro Centimeter Länge durch diese beiden Messungen bestimmen. — Bei der ersten Reihe von Messungen, um die Temperatur dieser Stifte im erhitzten Zustande zu bestimmen, wurde ein Wanner-Pyrometer benutzt. Dieses Instrument, welches in seinen Einzelheiten an anderer Stelle beschrieben ist[1]), besteht hauptsächlich aus einem auf einem Stativ montierten Photometer mit polarisierenden Nicolschen Prismen. Unter dem Objektiv des Beobachtungsteleskops des Pyrometers ist ein kleines Metallkästchen angebracht, das ein rechtwinkliges Prisma und eine kleine Glühlampe enthält. Letztere wurde von einer zum Instrument gehörenden 6-Volt-Batterie mit konstantem Strom gespeist. Das Licht dieser Lampe wird von dem Prisma reflektiert und fällt auf eine Oberfläche von mattgeschliffenem Glas, welche die eine Hälfte des Feldes des Pyrometerteleskops beleuchtet; die andere Hälfte des Feldes wird beleuchtet von der Lichtquelle, deren Temperatur gesucht wird. Beim Gebrauch des Instruments wurden die beiden Lichtfelder auf gleiche Helligkeit eingestellt und die Ablesung auf der graduierten kreisförmigen Skala wurde notiert. Mittels dieser Ablesung findet man die ihr entsprechende Temperatur in einer zu dem Instrument gehörenden Tabelle. Dabei wurden ein zu 0,001 Amp. geaichtes Ampèremeter und ein verschiebbarer Rheostat in den Kreis der Lampe eingeschaltet.

1) Diese Zeitschr. 1, 226, 1900; 3, 112, 1901; Ann. der Phys. 2, 141, 1900.

Nachdem die Platinstifte dem Pyrometer gerade gegenüber aufgehängt waren, wurde der Strom geschlossen und die Temperaturen wurden mit wachsendem Strom gemessen. Diese Messungen wurden mit jedem Stifte mehrfach wiederholt, um zu sehen, ob die Temperatur der Stifte bei konstanter Leistung sich änderte. Unter obigen Bedingungen zeigte sich die Temperatur innerhalb der Beobachtungsfehler konstant. Bei der Wiederholung dieser Messungen zeigte sich jedoch, obgleich die so gefundenen Temperaturbestimmungen konstant blieben, der Verdacht, dass das Pyrometer die Ablesungen für Temperaturen zu niedrig angab. Um diesen Zweifel zu beseitigen, wurde folgende Methode der Temperaturbestimmungen benutzt. Ein Platinofen, ähnlich dem von Herrn Professor Nernst beschriebenen[1]), wurde in horizontaler Lage auf einem Stativ befestigt, und in die Mitte dieses Ofens wurde ein Stück Magnesiumoxyd, das ein Thermoelement einschliesst, gelegt. Beim Erhitzen des Ofens mit einem bestimmten Strom war nach kurzer Zeit eine konstante Temperatur erzielt, und dann wurde die E.M.K. des Thermoelements mittels eines geaichten Millivoltmeters gemessen. Die Temperaturmessungen des Stückes Magnesiumoxyd, die mittels des Pyrometers und des Thermoelements bestimmt waren, wurden in guter Übereinstimmung miteinander gefunden. Dies zeigt die folgende Tafel, in welcher Θ_T die mit dem Thermoelement und Θ_P die mit dem Pyrometer gefundenen Temperaturen bezeichnet.

Θ_T	Θ_P
900°	904°
1100°	1108°
1187°	1190°
1250°	1250°
1450°	1440°
1580°	1574°

Die Stifte wurden dann dem Ofen gegenüber angebracht, und der durch dieselben geleitete Strom wurde geändert, bis die Stifte dieselbe Temperatur wie das Innere des Ofens zu haben schienen. Man bestimmt dies durch die folgende einfache Methode.[2]) Man stellt das Beobachtungsteleskop in einer gewissen Entfernung dem Ofen gegenüber so auf, dass der Platinstift das Magnesiumoxyd als Hintergrund

1) Nernst, Zeitschr. für Elektrochem. 7, 253, 1900.
2) Vergl. darüber Nernst, diese Zeitschr. 4, 733, 1903.

hat; wenn die Temperatur des Stiftes und des Inneren des Ofens gleich war, verschwand der Stift scheinbar aus dem Gesichtsfelde. Die so durch verschiedene Beobachtungsreihen bestimmten Temperaturwerte für konstanten Leistungsvorrat wurden gleichmässig höher gefunden als die beim Gebrauch des Wanner-Pyrometer erhaltenen, und der relative Fehler bei der Messung der Leistung, welche zur Erlangung einer bestimmten Temperatur notwendig ist, war am grössten im Falle des dünnsten, und am geringsten im Falle des dicksten Stiftes. Dann wurde das Pyrometer selbst vor den Ofen gestellt und die Temperatur des Stiftes **mit** dem Ofen als Hintergrund und dann die Temperatur des Stiftes **ohne** den Ofen als Hintergrund unter Beibehaltung der übrigen Bedingungen gemessen. Diese beiden Messungen zeigten eine bedeutende Abweichung, obgleich die Bestimmungen der Temperatur des Ofens mit dem Thermoelement und dem Pyrometer in guter Übereinstimmung waren. Die Reihe der so gefundenen Temperaturen wechselte von 900—1400° C., und der Fehler in den für eine bestimmte Temperatur mit dem Pyrometer gemachten Messungen variierte von 20—100%. Dies ist aus der folgenden Tafel zu ersehen. Der erste Teil wurde mit dem Pyrometer, der zweite nach der vorher erwähnten zweiten Methode gemessen.

Teil I.

Temperaturen	900° C.	1000° C.	1100° C.	1200° C.	1300° C.	1400° C.
	Watt pro Centimeter gemessen					
Stift I	4,20	5,60	6,55	8,95	11,80	15,30
„ II	3,50	4,40	5,64	7,10	8,92	12,60
„ III	2,87	3,60	4,56	5,87	7,45	9,50
„ IV	2,45	2,93	3,72	4,77	6,03	7,20

Teil II.

Temperaturen	900° C.	1000° C.	1100° C.	1200° C.	1300° C.	1400° C.
Stift I	3,62	4,63	5,73	7,13	9,00	11,30
„ II	2,57	3,20	3,95	4,95	6,20	6,95
„ III	2,18	2,48	3,07	3,70	4,40	5,27
„ IV	1,52	1,87	2,31	2,87	3,46	4,13

Es ist wahrscheinlich, dass man bei der Benutzung kleiner Stifte als Lichtquellen eine Beugungserscheinung hat, welche den oben erwähnten Fehler veranlasst. Wenn man also das Pyrometer von Wanner z. B. zur Bestimmung von Temperaturen der Glühlampen gebrauchen will, so darf man nicht direkt den Faden der Lampe anvisieren, sondern muss etwa, wie oben beschrieben, eine grössere helle Fläche dahinter anbringen.

Mit dem Werte der Temperaturen und der Leistung, welche durch die oben erwähnte zweite Methode erhalten waren, wurden drei Reihen von Kurven für jeden Stift gezeichnet. Diese Kurven zeigten die Beziehung zwischen den Temperaturen als Ordinaten und den Watt, die pro Centimeter Länge als Abszissen erforderlich waren. Von diesen Kurven wurden die Leistungswerte, die pro Centimeter Länge für Temperaturen zwischen 700 und 1600° C. erforderlich waren, genommen, und eine neue Reihe von Kurven wurde wie vorher gezeichnet, indem die Temperaturen als Ordinaten und die Mittelwerte der Leistung in Watt pro Zentimeter Länge als Abszissen genommen wurden. Die so gefundenen Werte der Watt pro Centimeter Länge für bestimmte Temperaturen sind in Tafel I gegeben. Nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetze wurde die Leistung berechnet, die bei Wärmeabgabe durch Strahlung allein erforderlich wäre, um in schwarzen Körpern Temperaturen gleich den in Tafel I bezeichneten zu erregen. Die Leistung in Watt wird durch die folgende Gleichung ausgedrückt:

$$W = \frac{CO}{k}(T^4 - t^4),$$

wo $C = 1{,}28 \cdot 10^{-12}$ bezogen auf qcm, sec. und Wassergr.[1]) = Kalorie, und k ist gleich ein Watt in Wasser-gr. = Kalorie pro sec., nämlich 0,239,[2]) und O ist die Oberfläche in qcm. T ist die absolute Temperatur des Körpers, und t ist die Zimmertemperatur, d. h.

$$W = 5{,}355 \cdot 10^{-12} \cdot O(T^4 - t^4).$$

Diese Werte der Leistung ausgedrückt in Watt sind auch unter der betreffenden Überschrift in Tafel I verzeichnet. Der Unterschied zwischen den gemessenen und den durch Rechnung gefundenen Werten für eine bestimmte Temperatur ist die Zahl der Watt, die durch Wärmeleitung und -strömung in der Luft von dem Körper verloren geht. Diese Werte sind in

1) Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik. S. 313, 1901. 9. Aufl.

2) Kohlrausch, l. c. S. 604, 1901. 9. Aufl.

Tafe I.

		Absolute Temperaturen									
		1000°	1100°	1200°	1300°	1400°	1500°	1600°	1700°	1800°	1900°
Stift	Dicke	Berechnete Ausstrahlung in Watt pro Centimeter									
I	0,0690 cm	1,16	1,70	2,40	3,31	4,45	5,87	7,60	9,68	12,17	15,12
II	0,0420 „	0,70	1,04	1,46	2,01	2,71	3,57	4,62	5,89	7,41	9,20
III	0,0275 „	0,46	0,68	0,96	1,32	1,78	2,34	3,03	3,86	4,86	6,03
IV	0,0194 „	0,33	0,48	0,68	0,93	1,25	1,65	2,14	2,72	3,43	4,26
		Watt pro Centimeter gemessen									
		2,26	2,95	3,93	4,92	6,07	7,60	9,60	12,12	15,33	19,25
		1,75	2,26	2,84	3,53	4,29	5,26	6,60	8,25	10,20	12,45
		1,26	1,76	2,23	2,73	3,23	3,91	4,60	5,62	7,00	8,74
		1,05	1,39	1,74	2,12	2,54	3,04	3,64	4,32	5,10	6,10
		Watt pro Centimeter verloren in Luft									
		1,10	1,25	1,53	1,61	1,62	1,73	2,00	2,44	3,16	4,13
		1,05	1,22	1,38	1,51	1,58	1,69	1,98	2,36	2,79	3,25
		0,80	1,08	1,27	1,41	1,45	1,57	1,57	1,76	2,14	2,71
		0,72	0,91	1,06	1,19	1,29	1,39	1,50	1,60	1,67	1,84
		Prozent	Watt pro Centimeter verloren								
		49	43	39	33	27	23	21	20	21	21
		60	54	49	43	37	32	30	27	27	26
		63	61	57	52	45	40	34	31	31	31
		69	65	61	56	51	46	41	37	33	30
		Watt pro mm² verloren in Luft									
		0,51	0,58	0,71	0,74	0,75	0,80	0,92	1,13	1,46	1,91
		0,79	0,93	1,05	1,14	1,20	1,28	1,50	1,79	2,11	2,46
		0,93	1,25	1,47	1,63	1,73	1,82	1,82	2,04	2,48	3,14
		1,18	1,49	1,74	1,95	2,12	2,28	2,46	2,62	2,74	3,02
		Berechnete Wärmeleitung in Watt									
		0,73	0,89	1,06	1,19	1,33	1,52	1,75	1,97	2,21	2,47
		0,73	0,89	1,06	1,19	1,33	1,52	1,75	1,97	2,21	2,47
		0,73	0,89	1,06	1,19	1,33	1,52	1,75	1,97	2,21	2,47
		0,73	0,89	1,06	1,19	1,33	1,52	1,75	1,97	2,21	2,47

dem dritten Teil der Tafel I verzeichnet. Aus diesen Differenzen kann man sowohl den prozentualen Verlust der gesamten dem Körper mitgeteilten Leistung als auch die Watt, die durch Wärmeströmung und -leitung pro qmm Oberfläche verloren gehen, bestimmen. Diese Werte sind in dem 4. und 5. Teil der Tafel I gegeben.

Um den Einfluss eines Vakuums auf die Leistungsmessungen zu bestimmen, wurden eine Anzahl Versuche mit einigen der Stifte, die in einem Gefäss von der in der Figur bezeichneten Form eingeschlossen waren, angestellt. Dieses Gefäss, in welchem sich ein schwarzer Körper befand, wurde dann mit einer Quecksilber-Luftpumpe verbunden und ausgepumpt; dann wurde der Stift zum Leuchten gebracht und das Auspumpen fortgesetzt, bis ein möglichst gutes Vakuum erhalten war. Darauf wurde das Gefäss bei *a* zugeschmolzen. Die so geformte Lampe wurde dann vor dem Platinofen, ähnlich wie in der vorher beschriebenen Weise, aufgestellt, und die Watt- und Temperaturbestimmungen wurden wie vorher gemacht. Nun wurde die Glasspitze bei *a* abgebrochen und Luft eintreten gelassen; darauf wurden die Messungen wiederholt. Zuletzt wurde der Körper aus dem Gefäss entfernt, und dieselben Messungen wurden in der Luft wiederholt. Die Differenz zwischen den letzten beiden Messungen für eine bestimmte Temperatur ergiebt selbstverständlich die Absorption des Glases. Alle die obigen Werte finden sich unter der betreffenden Überschrift in Tafel II.

Bei einem Blick auf Tafel I bemerkt man, dass der Verlust durch Leitung und Konvektion von der Dicke des Stiftes wenig abhängig zu sein scheint; für alle praktische Zwecke sind die verlorenen Watt bis beispielsweise 1600° annähernd gleich der gegebenen absoluten

Tafel II.

Stift	Dicke	Absolute Temperaturen 1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700
		Watt pro Centimeter im Vakuum (gemessen) (I)							
II	0,0420 cm	1,07	1,43	1,94	2,60	3,40	4,32	5,43	6,75
III	0,0275 „	0,60	0,87	1,21	1,63	2,13	2,73	3,42	4,30
IV	0,0194 „	0,36	0,50	0,69	0,95	1,27	1,68	2,16	2,76
		Watt pro Centimeter in Luft. Stift im Gefäss (gemessen) (II)							
		1,55	1,95	2,46	3,05	3,83	4,82	5,96	7,30
		1,11	1,44	1,83	2,30	2,79	3,36	4,03	4,76
		0,75	1,02	1,33	1,67	2,04	2,55	2,94	3,50
		Differenz zwischen Watt berechnet und (I) = Wärmeleitung							
		0,49	0,54	0,68	0,75	1,01	1,17	1,29	1,41
		0,23	0,31	0,40	0,59	0,56	0,66	0,71	0,89
		0,09	0,10	0,12	0,15	0,18	0,22	0,25	0,35
		Wattabsorption vom Gefäss							
		0,12	0,15	0,20	0,26	0,32	0,42	0,48	0,55
		0,09	0,12	0,15	0,18	0,21	0,27	0,32	0,35
		0,06	0,08	0,11	0,13	0,16	0,19	0,23	0,31
		Wärmeströmung in Watt							
		0,56	0,68	0,70	0,66	0,57	0,52	0,69	0,95
		0,57	0,77	0,87	0,92	0,89	0,91	0,86	0,97
		0,63	0,81	0,95	1,04	1,11	1,17	1,25	1,25

Temperatur multipliziert mit einer Konstanten. Im Falle von Stift I kann man den Wattverlust bis 1600° ziemlich genau finden durch Multiplikation der absoluten Temperatur mit 0,00115; bei Stift II ist der Verlust = 0,00106 T; bei Stift III = 0,00097 T, und bei Stift IV = 0,000915 T, wo T die absolute Temperatur ist. Der Verlust L eines glühenden dünnen Fadens von der Länge l, der bis zu einer absoluten Temperatur T erhitzt ist, kann also annähernd berechnet werden nach der einfachen Formel

$$L = 0{,}0010\, l\, T \text{ Watt.}$$

Obige Formel liefert zugleich das Resultat, dass bei grösseren Dicken und hohen Temperaturen die Verluste durch Leitung und Konvektion prozentisch geringfügig werden; sie dürfte mindestens in dem Gebiete von 0,1 bis 1 mm Dicke anwendbar sein.

In einer Untersuchung von Fräulein Wassiljewa[1]), in welcher die Wärmeleitung für verschieden dicke Drähte bei solchen Temperaturen, dass die Wärmeströmung fast Null war, bestimmt werden sollte, wurde der Wert der Wärmeleitung pro cm für einen Grad Temperaturdifferenz zwischen dem Drahte und der umgebenden Luft für einen Draht von 0,002 cm Durchmesser gleich $540 \cdot 10^{-6}$ Watt gefunden; für einen zweiten Draht von 0,007 cm Durchmesser wurde die Wärmeleitung für einen Grad Temperaturdifferenz gleich $553 \cdot 10^{-6}$ Watt gefunden. Aus diesen Werten kann man schliessen, dass die Wärmeleitung nahe unabhängig von dem Durchmesser ist. Von dem mittleren Werte dieser Bestimmungen kann man extrapolieren und durch die folgende Formel die Wärmemenge W_L berechnen, die von den vorher erwähnten Stiften durch Leitung in der Luft verloren geht,

$$W_L = 546 \times 10^{-6} \left(1 + \frac{\alpha T}{2}\right) T,$$

wo T die Temperaturdifferenz zwischen dem Stifte und dem Raume und α die Änderung in dem Leitungsvermögen der Luft für einen Grad Temperaturveränderung ist (0,0025). Die so

1) Vgl. darüber die demnächst erscheinende Dissertation.

bestimmten Werte sind in dem letzten Teil der ersten Tafel enthalten. Sie können natürlich nur als grobe Schätzung der Wärmeleitung dienen. Dass diese Werte mit den richtigen nur ungefähr stimmen, kann man sofort durch eine Vergleichung mit dem dritten Teil der Tafel I sehen.

Bei den Messungen des ersten Teils von Tafel II ist der Einfluss der Wärmeströmung ausgeschlossen. Die Differenz zwischen diesen Werten, die für die Absorption des Glases korrigiert sind, und den entsprechenden des ersten Teils der Tafel I geben die resultierenden Wärmeverluste in dem benutzten Vakuum. Diese letzteren Werte sind in dem dritten Teil von Tafel II bezeichnet. Wenn man von den Werten der Watt, die in der Luft verloren gehen, die Werte der Watt, die durch Wärmeleitung verloren gehen, abzieht, so erhält man die durch Wärmeströmung verlorenen Watt. Diese Werte sind in dem letzten Teil von Tafel II gegeben. Wegen der starken Störungen durch die Glasabsorption sind übrigens die Vakuumversuche nur zur annähernden Orientierung brauchbar.

Zum Schluss möchte ich meiner Verpflichtung Herrn Professor Nernst gegenüber gedenken, in dessen Laboratorium vorliegende Arbeit ausgeführt wurde. Für die freundliche Überlassung verschiedener privater Apparate sowie für das dieser Arbeit gewidmete rege Interesse und die vielen wertvollen Ratschläge spreche ich ihm an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aus.

(Aus dem Institute f. physik. Chemie a. d. Univ. Göttingen.)

(Eingegangen 28. Juli 1904.)

BESPRECHUNGEN.

A. Werner, Lehrbuch der Stereochemie. gr. 8. XVI u. 474 S. mit 116 Abbildungen. Jena, G. Fischer 1904. M. 10.—.

In dem Wernerschen Buche liegt zum ersten Male ein grösseres Werk über Stereochemie vor, welches sich weit über das Gebiet der Stereochemie des Kohlenstoffs hinauserstreckt. Insofern füllt das Buch in der That eine Lücke in der heutigen chemischen Literatur aus. Hervorgegangen aus Vorlesungen des Verfassers an der Universität Zürich, schildert das Buch in angenehmer Form und bei mässiger Ausdehnung doch ausgiebig den Inhalt des gesamten heutigen Wissens über die Raumstruktur der Verbindungen. Ausser der Stereochemie des Kohlenstoffs, die natürlich bei weitem den meisten Raum einnimmt, wird die Stereochemie des Stickstoffs, der optisch-aktiven Schwefel-, Selen- und Zinn-Verbindungen behandelt und daneben, was für den anorganischen Chemiker von Interesse ist, die geometrische Isomerie bei Molekülverbindungen, für welche ja Werner bekanntlich sehr interessante spezielle Vorstellungen entwickelt hat. Werner spricht für seine Person die Vermutung aus, dass die Valenz der Atome keine gerichtete Grösse sei (S. 15), und hier möchte der Referent nicht unterlassen, auf Boltzmanns Behandlung der Dissoziationserscheinungen im zweiten Bande seiner Gastheorie hinzuweisen, wo eingehend die Konsequenzen solcher ungerichteter Valenzen gezogen werden, die mit den Thatsachen nicht in Einklang zu bringen sind. E. Bose.

(Eingegangen 4. August 1904.)

Berichtigung.

In der II. Mitteilung des Herrn J. J. Taudin Chabot „Eine neue Radiation oder eine neue Emanation" (diese Zeitschr. 5, 517, 1904) ist im 2. Abschnitt erste Zeile zu setzen statt Lichtfähigkeit des Selens: Leitfähigkeit des Selens.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Berufen wurden der a. o. Professor der Mathematik in Halle, Dr. phil. Hermann Grassmann an die Universität Giessen und der Privatdozent der physikalischen Chemie an der Universität Leipzig Dr. Böttger an das Massachusets Institute of Technology zu Boston.

Ernannt wurden der a. o. Professor an der Technischen Hochschule zu Dresden Wilhelm Kübler und der a. o. Professor an derselben Hochschule Max Buhle zu o. Professoren, der Privatdozent an der Universität Greifswald und Abteilungsvorsteher am Chemischen Institut Dr. Theodor Posner zum Professor.

Es habilitierten sich am Polytechnikum in Zürich Dr. Kaufler aus Wien für organische Chemie, an der deutschen Technischen Hochschule in Brünn Dr. H. Ditz für chemische Technologie und an der Technischen Hochschule zu Aachen Dr. S. Kapff für chemische Technologie.

Der Professor der Chemie Julius Wilhelm Bruehl in Heidelberg, und der Professor der Physik Arthur Schuster in Manchester, wurden zu Ehrendoktoren der Universität Cambridge ernannt.

Der Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Charlottenburg Dr. Paalzow hat seine Lehrthätigkeit aufgegeben.

In Neapel starb am 20. August Emilio Villari, Professor der Experimentalphysik und der Spektroskopie an der dortigen Universität, in Crowborough in Sussex am 17. Juli im Alter von 75 Jahren Dr. Isaak Roberts, einer der Begründer der modernen Himmelsphotographie.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 19. — 1. Oktober 1904. — 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 20 am 5. Oktober 1904.

INHALT:

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über einen Versuch zur Entscheidung der Frage, ob sich der Lichtäther mit der Erde bewegt oder nicht.

Von W. Wien.

Auf der diesjährigen Versammlung der British Association in Cambridge hatte ich über die Möglichkeit gesprochen, die für die Elektrodynamik fundamentale Frage, ob sich der Äther mit der Erde bewegt oder nicht, dadurch zu entscheiden, dass man die Lichtgeschwindigkeit mit einem Lichtstrahl misst, der die Entfernung zwischen zwei Punkten nur in einer Richtung zurücklegt, ohne wieder zurückzukehren.[1]) Für die Ausführung dachte ich an die Foucaultsche Methode, bei deren Anwendung zwei mit gleicher Geschwindigkeit rotierende Spiegel benutzt werden müssten. Es sollte dann die Lichtgeschwindigkeit gemessen werden einmal, wenn der Strahl in derselben Richtung wie die Erde sich zwischen den beiden Spiegeln bewegt und dann, wenn er entgegengesetzt zur Erdbewegung läuft.

Vielleicht wäre indessen die Fizeausche Methode für die Ausführung geeigneter. Denken wir uns zwei möglichst identische Zahnräder A, B in grosser Entfernung parallel aufgestellt. Ferner seien a und b zwei möglichst gleiche Lichtquellen, deren Licht durch die Zahnlücken hindurchgeht. Bei ganz symmetrischer Stellung beider Räder muss, solange sie sich nicht drehen, die bolometrisch gemessene Lichtmenge bei a' ebenso gross sein wie bei b', wenigstens, wenn Grössen vernachlässigt werden, die von der Ordnung des Quadrats des Verhältnisses der Erdgeschwindigkeit v zur Lichtgeschwindigkeit c sind.

Bewegt sich der Äther mit der Erde, so darf auch bei gleichmässiger Bewegung beider Räder in den bei a' und b' anlangenden Lichtstärken kein Unterschied auftreten. Die Kontrolle für die gleiche Geschwindigkeit beider Räder hätte man in der Konstanz des hindurchgehenden Lichtes oder in bekannten stroboskopischen Methoden.

Ruht der Äther in Bezug auf die Erde, so ist die Zeit, die das Licht braucht, um von a nach a' zu gelangen, wenn l die Entfernung der Räder bezeichnet

$$\frac{l}{c-v}$$

wenn die Erde in der Richtung aa' geht, und

$$\frac{l}{c+v}$$

ist die Zeit, die der Strahl braucht, um von b nach b' zu gelangen.

Es muss also eine Unsymmetrie durch die Erdbewegung hineingebracht werden und die Lichtstärken in a' und b' müssen verschieden sein, weil der Lichtstrahl aa' das Rad B in einer anderen Stellung antrifft, wie der Strahl bb' das Rad A.

Dass der Versuch nicht unausführbar ist, scheint mir daraus hervorzugehen, dass die Genauigkeit in der Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit die Grenze bereits erreicht hat, die hier erforderlich ist, nämlich

$$\frac{1}{5000}$$

1) Vergl. das Referat in dieser Zeitschr. 5, 604, 1904.

des Betrages. Freilich wirkt der Umstand erschwerend, dass man es mit zwei Zahnrädern zu thun hätte, deren Umlaufsgeschwindigkeit in Übereinstimmung zu bringen ist. Andererseits braucht der Synchronismus nur sehr kurze Zeit anzudauern und man braucht keine absolute Messung, sondern nur die Feststellung eines Unterschiedes zwischen beiden Strahlen.

Abgesehen von seiner Bedeutung für die Elektrodynamik wäre dieser Versuch der erste, mit dem eine absolute Geschwindigkeit, ohne Beziehung auf festliegende Punkte, gemessen würde.

Würzburg, September 1904.

(Eingegangen 10. September 1904.)

Theorie und Praxis in der drahtlosen Telegraphie.

Von J. Zenneck.

Seitdem durch M. Wien[1]) die Hauptpunkte, um die es sich bei der Verwendung gekoppelter Systeme in der drahtlosen Telegraphie handelt, klargestellt worden sind, haben sich mehrere Arbeiten mit spezielleren Fragen, die in Beziehung zu der drahtlosen Telegraphie stehen, beschäftigt in der Hoffnung, derselben dadurch förderlich zu sein. Viele dieser Arbeiten sind auch da, wo ihre Resultate für die drahtlose Telegraphie nicht verwendbar sind oder auch schon vorher bekannt waren, von Bedeutung, weil sie zur Klärung der in Betracht kommenden allgemeinen Fragen Wesentliches beitragen. Wenn ich daher im folgenden an diese Arbeiten ganz einseitig den Massstab anlege, wie weit dieselben für die praktischen Bedürfnisse der drahtlosen Telegraphie unmittelbar Brauchbares oder Neues enthalten, so beabsichtige ich nicht, diese Arbeiten überhaupt einer Kritik zu unterwerfen. Ich möchte vielmehr auf die wirklichen, wie es scheint, wenig bekannten Bedingungen der drahtlosen Telegraphie hinweisen, deren Berücksichtigung derartige Arbeiten erst praktisch brauchbar machen kann.

1. Herr E. F. Huth[2]) hat verschiedene Fragen, die für die drahtlose Telegraphie von Bedeutung sind, im Laboratorium untersucht. Seine Anordnungen repräsentieren aber nicht annähernd die Verhältnisse, wie sie in der drahtlosen Telegraphie vorliegen.[3]) Es gilt demnach von seinen Versuchen in besonderem Masse, was er den Versuchen von Herrn Voller vorwirft (l. c. S. 42), dass sich nämlich aus ihnen „irgendwelche Folgerungen für die Praxis der Funkentelegraphie nicht ziehen lassen". Was Herr Huth auf Grund seiner Versuche für oder gegen die Angaben von Abraham, Braun, Hertz, Marconi, Slaby anführt, ist also belanglos, auch da, wo es sich nicht um Missverständnisse handelt.

2. Herr Drude[1]) hat die „elektrischen Eigenschaften und Eigenschwingungen von Drahtspulen mit angehängten geraden Drähten oder Metallplatten" teils theoretisch, teils experimentell untersucht und spricht im Anfang seiner Arbeit die Hoffnung aus, „dass das hier behandelte Thema Nutzen gewährt bei der Konstruktion aufeinander abgestimmter Erreger und Empfänger bei der drahtlosen Telegraphie." Später (l. c. S. 967), als zwischen der im Laboratorium beobachteten und der berechneten Wellenlänge eines geraden Drahtes sich eine Differenz von 5 Proz. ergiebt, sagt Herr Drude: „Bei der drahtlosen Telegraphie wird man, wenn man mit genügend langen Antennen operiert, die nicht nahe an einem Gebäude geführt werden, sich viel eher den theoretischen Verhältnissen eines freien Drahtes nähern."

Wie ungefähr die Verhältnisse bei Landstationen liegen, die nicht für extrem grosse Entfernungen bestimmt sind, geht z. B. aus Fig. 1[2]) hervor, welche die Station Gross-Möllen der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie darstellt. Der Mast, welcher den Sender (denjenigen Draht in Fig. 2, der oben mit dem Cylinder aus mehreren Drähten versehen ist) trägt, wird durch eine grosse Zahl von Drahtseilen gehalten. Diese müssen bis nahe an die Spitze des Mastes gehen, wenn der Mast auf die Dauer den Stürmen an der See standhalten soll. Dass der Sender unter diesen Umständen die theoretischen Verhältnisse eines freien Drahtes nicht darstellt[3]), ist zweifellos.

Noch weit ungünstiger sind aber meistens die Bedingungen bei Schiffsstationen. Die grösstenteils aus Drahtseilen bestehenden Stage, Pardunen, Wanten, bei Kriegsschiffen auch noch die Gefechtsmasten, sorgen dafür, dass

1) Ann. Phys. 8, 686, 1902.
2) Dissert. Rostock 1904.
3) Die „Abhängigkeit der Strahlung von der Länge des Sende- und Empfangsdrahtes" prüft Herr Huth (S. 33 ff.), indem er die Antennenlänge zwischen 267 und 50 cm variiert und Sender und Empfänger in einem Abstand von 220 cm in einem Zimmer einander gegenüberstellt.
Der Einfluss der Erdung auf den Sender wird (l. c. S. 37 ff.) mit folgender Anordnung untersucht: Die Länge des vertikalen Senderdrahtes ist 1 m. „Der andere Teil der Funkenstrecke war durch einen 1 m langen, vertikal nach unten geführten Draht mit der Erdleitung verbunden." Die Erdleitung bestand aus einem 6 m langen Kupferdraht, der in ein 1 m langes, in die Erde versenktes Messingrohr endete.

1) Ann. Phys. 11, 957, 1903.
2) Aus einer Broschüre der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie. — Eine neuerdings bevorzugte Anordnung mit zwei Masten unterscheidet sich davon für das hier in Betracht kommende kaum.
3) Auch dann, wenn etwa die Drahtseile unten von Erde isoliert sind.

von Berechnungen irgendwelcher Art kaum die Rede sein kann.

Wie stark die in den Pardunen usw. induzierten Schwingungen sind, geht daraus hervor, dass auf den Feuerschiffen aus den Pardunen nach einem in der Nähe gehaltenen Fingerknöchel mehrere Millimeter lange Funken überschlugen, wenn auf dem Schiff der Sender in Thätigkeit war. Dabei waren die Pardunen nicht einmal in metallischer Verbindung mit dem Wasser.

Fig. 1.

Es liegt aber praktisch auch gar nicht das Bedürfnis vor, die Eigenschwingungen von Sendersystemen zu berechnen. Die Bjerknessche Resonanzmethode, welche die experimentelle Bestimmung der Wechselzahl irgendeines nicht extrem stark gedämpften Systems erlaubt [1]), ist jetzt technisch so gut ausgebildet [2]), dass die Wechselzahl des Sendersystems stets rasch und bequem gemessen werden kann. Für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie ist diese auch sonst vielfach verwendete Methode, soweit mir bekannt ist, zuerst von mir benutzt worden [1]) (Winter 1901—1902). Bei den Versuchen zwischen den Forts in der Nähe von Strassburg (Frühjahr bis Herbst 1902) wurde sie dann sehr ausgiebig angewandt, sowohl zur Bestimmung von Eigenschwingungen des Sendersystems, als der Schwingungszahlen gekoppelter Systeme. Seitdem sie sich dort sehr gut bewährt hat, ist sie jetzt allgemein im Gebrauch.

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. **55**, 121, 1895.
2) Vgl. J. Dönitz, E. T. Z. 1903, S 920ff. u. 1024.

3. In der Zusammenstellung seiner Resultate am Schluss der citierten Arbeit sagt Herr Drude (l. c. S. 995): „Der Vorteil der Anwendung von Antennen bei den Erregern der drahtlosen Telegraphie liegt etwas an Verlangsamung der Periode, besonders aber an Vermehrung der Strahlung. Beides wird besonders durch dicke Antennen erreicht. Aus beiden Gründen sind daher Vielfachantennen (Käfigantennen) günstig, da sie bei grosser Gewichtsersparnis dicke Antennen ersetzen (vgl. Nr. 2)." In Nr. 2 der Zusammenstellung heisst es, dass eine Vielfachantenne (Käfigantenne) „wirkt" wie eine Einfachantenne aus einem Draht von grösserem Radius. Das „wirkt" bedeutet aber, wie der betreffende Teil der Arbeit (l. c. S. 978ff.) zeigt, dass sie für die Wellenlänge des Senders bezw. den Durchlassindex äquivalent ist einer einfachen Antenne von grösserem Radius. Dass die Vielfachantenne auch bezüglich der Strahlung einer einfachen Antenne von grösserem Radius gleichwertig ist, dafür kann ich in der Arbeit von Herrn Drude, die sich mit Strahlung überhaupt nicht beschäftigt, einen Beweis nicht finden. [2])

Das Verhältnis zwischen Einfach- und Vielfachantenne bezüglich der Strahlung ist das folgende:

1. Die Kapazität einer Vielfachantenne ist bei gleicher Länge grösser als diejenige einer Einfachantenne. [3]) Aus den Beziehungen von M. Wien [4]) lässt sich unmittelbar ableiten, dass

1) Vgl. F. Braun, Ann. Phys. **8**, 211, 1902. — Ungefähr um dieselbe Zeit hat Herr Seibt einen Resonanzkreis verwandt, um die beiden Schwingungen zweier enggekoppelter Kondensatorkreise nachzuweisen (diese Zeitschr. **5**, 454 [Fussnote], 1904). — Eine weniger für praktische als für Laboratoriumsversuche geeignete Form der Bjerknesschen Methode hat später Herr Drude (Ann. Phys. **9**, 611, 1902) beschrieben.

2) Auf S. 994 l. c. giebt Herr Drude an, dass besonders durch dicke Vielfachantennen (Käfigantennen) die Strahlung vergrössert wird, aber keinen Beweis dafür. — Was aus seiner Arbeit zu Gunsten der Vielfachantennen folgt, ist 1.: Sie drücken die Wechselzahl mehr herab und gestatten dadurch die Verwendung grösserer Kapazitäten im Primärkreis. 2. Bei derselben Sekundärspule wird der Durchlassindex kleiner, demnach wird weniger von der Welle, die von der Sekundärspule zur Antenne fortschreitet, reflektiert. Beides ist aber unter den Bedingungen der drahtlosen Telegraphie nicht von ausschlaggebender Bedeutung.

3) Vgl. über das Verhältnis beider J. A. Fleming, Lectures on Hertzian wave telegraphy, London 1902, S. 14.

4) Ann. Phys. **8**, 686ff., 1902.

die Stromamplitude im Sekundärsystem des Senders bei vorgegebener Spannungsamplitude des Primärsystems ungefähr proportional ist $\sqrt{C_1 C_2}$ (C_1 = Kapazität des primären, C_2 = Kapazität des Sekundärsystems). Nach M. Abraham[1]) ist für die Strahlung eines vertikalen Senders die Stromamplitude das Massgebende. Es folgt also: bei derselben Spannungsamplitude des Primärsystems ist cet. par. der absolute Wert der Strahlungsamplitude bei Vielfachantennen grösser als bei Einfachantennen.

2. Ausserdem ist bei Vielfachantennen die Grösse der ausgestrahlten Energie relativ zur vorhandenen, d. h. das Strahlungsdekrement grösser als bei einfachen Antennen. Dies geht aus Messungen hervor, die Herr Brandes hier gemacht hat. Die Verwendung von Vielfachantennen bedeutet also eine bessere Ausnutzung der primären Energie.

4. In seiner letzten Arbeit[2]) beschäftigt sich Herr Drude mit der Frage, wie der Primärkreis eines Teslatransformators für enge[3]) Koppelung am besten zu konstruieren sei. Er gelangt zu dem Resultat, dass er möglichst grosse Kapazität und demnach möglichst kleine Selbstinduktion, d. h. praktisch

1. nur eine einzige Primärwindung,
2. möglichst wenig Streuung

besitzen soll.

Diese Bedingungen sind bekannt. Ähnliche Überlegungen, wie Herr Drude sie anstellt, hatten mich schon im Jahre 1899, als ich bei Cuxhaven die Versuche mit drahtloser Telegraphie nach dem System von Herrn Professor Braun leitete, zu denselben Bedingungen geführt und die Richtigkeit derselben hatte sich durch ausgedehnte Versuche bestätigt. Sämtliche Stationen, die damals eingerichtet wurden, hatten Transformatoren, bei denen diese Bedingungen peinlichst erfüllt waren. Fig. 2 ist die photographische Abbildung eines Transformators, wie er damals von der Elektrizitäts-Aktiengesellschaft vormals Schuckert & Co. ausgeführt wurde.[4]) Diese

Fig. 2.

Form[1]) wurde 1900 zum Patent angemeldet. Die primäre Strombahn ist der einzige Draht D_1, um den sind die Sekundärdrähte D_2 gelagert; P_1 P_2 sind die Enden der Sekundärwicklung. In der Mitte liegen die Mikanitkondensatoren C_1 C_2 mit der Funkenstrecke F. Die Selbstinduktion insbesondere die unwirksame, ist hier auf ein Minimum reduziert.

Noch etwas günstiger als eine einzige Primärwicklung zeigte sich damals die Verwendung von zwei oder mehreren parallelgeschalteten Primärwicklungen.[2]) Der Unterschied war aber so gering, dass höchstens zwei, meist nur eine einzige Windung benutzt wurde.

5. Herr Drude findet[3]), dass für eine Teslaanordnung der Koppelungsgrad $k' = 0{,}6$[4]) eine maximale Spannungsamplitude im Sekundärsystem ergiebt.

Dass die Wirkung einer Tesla-Anordnung bezw. eines Braunschen Senders überhaupt bei einem bestimmten Koppelungsgrad ein Maximum erreicht, wurde von mir schon bei den genannten Versuchen in Cuxhaven festgestellt und die praktische Konsequenz daraus gezogen, insofern als bei jeder Station der gün-

1) Vgl. M. Abraham, diese Zeitschr. **5**, 176, 1904: „Für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie kommt es nicht sowohl darauf an, möglichst grosse Endspannungen ... zu erzielen, als möglichst grosse Stromamplituden ... am unteren Antennenende". (Vgl. auch M. Abraham, diese Zeitschr. **2**, 331, 1901.) Im Gegensatz dazu giebt Herr Drude an (l. c. S. 994): „Entscheidend für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie ist, abgesehen von der Strahlung, die Grösse der Potentialamplitude am Ende der Anordnung".

2) Ann. Phys. **13**, 512ff., 1904.

3) Bei loser Koppelung (abgestimmte Telegraphie) ist der ausschlaggebende Grund für die Verwendung möglichst grosser Kapazität im Primärkreis, dass die Dämpfung (Funkendämpfung) des Primärkreises bekanntlich um so kleiner ist, je grösser die Kapazität ist.

4) Die Transformatoren, die ich durch die mir zur Verfügung stehenden Mechaniker ausführen liess, unterschieden sich davon dadurch, dass die Strombahn keinen Kreis, sondern ein Rechteck bildete und die Kondensatoren Leydener Flaschen waren, die so kurz als irgend möglich an die Primärleitung angeschlossen waren: — Die Anordnung der Sekundärwindungen hatte ich schon von Herrn Professor Cantor, der vor mir die Versuche leitete, übernommen.

1) Später ist dieselbe aus konstruktiven Gründen zum Teil wieder aufgegeben worden.

2) Auch J. A. Fleming bezw. Marconi verwenden im primären Kondensatorkreis mehrere parallelgeschaltete Windungen (vgl. Patent von Fleming, angemeldet am 18. Febr. 1901. Referat in Electrician **50**, 141, 1902—03). Auch sie müssen also schon lange erkannt haben, dass mehrere hintereinander geschaltete Windungen schädlich sind.

3) P. Drude, Ann. Phys. **13**, 544ff., 1904.

4) $k'^2 = k^2 - \left(\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{2\pi}\right)^2$. k = Koppelungskoeffizient, γ_1 bezw. γ_2 = log. Dekremente des primären bezw. sekundären Systems.

stigste Koppelungsgrad durch Ausprobieren ermittelt wurde.[1])

Dass aber dieses Maximum gerade bei $k' = 0{,}6$ liegt, wie die Berechnungen von Herrn Drude ergeben, ist allgemein jedenfalls nicht richtig. Es geht das aus folgenden Messungen hervor. Ich liess einen primären Kondensatorkreis auf einen sekundären[2]) mit ihm in Resonanz befindlichen induzieren und veränderte die Koppelung. Ein ungefähres Mass für die Maximalamplitude der Schwingung im Sekundärkreis lieferte eine Funkenstrecke F. Um den Koppelungsgrad, d. h. den Faktor k' zu bestimmen, nahm ich mit Hilfe eines variablen Messkondensatorkreises und Bolometers die Resonanzkurve der Schwingungen im Sekundärkreis auf. Aus den Scheitelpunkten der Resonanzkurven folgen wenigstens angenähert die Wechselzahlen n_1 und n_2 der beiden Schwingungen im Sekundärkreis und aus diesen nach der Beziehung

$$\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{1 + k'}{1 - k'}}\ ^{3)}$$

der Faktor k'.

Die Kurven, die ich bei allmählicher Steigerung der Koppelung erhielt, sind die Kurven *a b c d* von Fig. 3. Die Koppelungskoeffizienten, die sich aus ihnen ergeben und die Schlagweiten, die an der Funkenstrecke F bei der betreffenden Koppelung beobachtet wurden, sind die folgenden:

	k'	F
a	—	1,2 mm
b	ca. 0,02	2,7 „
c	0,18	3,2 „
d	0,25	3,1 „

d. h. die Maximalamplitude im Sekundärsystem erreicht ihren grössten Wert[1]) schon bei $k' = 0{,}18$, also bei einer sehr viel loseren Koppelung, als $k' = 0{,}6$ entsprechen würde.

Ich vermute den Grund für diese starke Abweichung darin, dass Herr Drude gezwungen war, die Dämpfung des Primärkreises als konstant vorauszusetzen, während der Funkenwiderstand wahrscheinlich mit der Koppelung und der dadurch bedingten Veränderung der Schwingung auch im Primärkreis sich ändert.[2]) Für die Berücksichtigung dieses Umstandes fehlt vorerst jede experimentelle Grundlage. In der Praxis der drahtlosen Telegraphie wird man also vorerst darauf angewiesen sein, entweder in jedem Falle durch Ausprobieren die beste Koppelung zu ermitteln, oder durch systematische Versuche Regeln dafür festzustellen.

Fig. 4.

6. Herr Drude[3]) zieht daraus, dass die Maximalamplitude im Sekundärsystem proportional F/w_1 ist (F = Anfangsspannung im Primärsystem, w_1 dessen Widerstand praktisch identisch mit dem Funken„widerstand"), den Schluss, dass „die Abhängigkeit der Tesla-

1) Vgl. F. Braun (Electrician, 15. April 1904): „In Dr. Zennecks experiments particularly the frequency of oscillation in the jar circuit was raised systematically in the first place, and the variations were made in what is now termed the degree of coupling (Koppelungsgrad). The series of experiments were conducted by him always until the maximum effect on the distant station had been passed. This was done in the winter of 1899—1900." Vgl. auch F. Braun, Drahtlose Telegraphie durch Wasser und Luft, Leipzig 1901, S. 66.

2) In den Berechnungen von Herrn Drude ist keine Voraussetzung über die Natur des Sekundärsystems gemacht; es braucht also nicht eine Spule zu sein.

3) Vgl. P. Drude, Ann. Phys. 13, 91 (117).

1) Dass einer Abnahme der Schlagweite auch eine Abnahme der Maximalamplitude entspricht, darf sicher angenommen werden.

2) Vielleicht liegt es auch daran, dass die Abnahme der Amplitude bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke nicht durch eine einfache Exponentialfunktion dargestellt werden kann (vgl. J. Zenneck, Ann. Phys. 13, 822, 1904).

3) Ann. Phys. 13, 544, 1904.

wirkung vom Primärfunkenpotential F . . . innerhalb gewisser Grenzen gering" ist. Er fährt fort: „Das haben mir sowohl Versuche gezeigt, als auch geht es aus (114')" — d. h. $V_2 \sim F/w_1$ — hervor, da w_1 mit der Funkenlänge, daher auch mit F zunimmt."

Wie die Anfangsspannung F mit der Funkenlänge zunimmt, hängt bei einigermassen grossen Funkenlängen hauptsächlich von dem Radius der Kugeln an der Funkenstrecke ab. Bei grossen Kugeln (z. B. Radius = 2,5 cm) nimmt bis 4 cm Schlagweite die Spannung noch sehr rasch mit der Schlagweite, wenn auch nicht ganz proportional derselben, zu. Bei kleinen Funkenkugeln (Radius < 1 cm) steigt schon von 1 cm Schlagweite ab die Spannung nur sehr wenig mit der Schlagweite.[1])

Wie sich der „Widerstand" w_1 der Funkenstrecke mit der Funkenlänge ändert, dafür ist hauptsächlich die Grösse der Kapazität im Kondensatorkreis massgebend. Bei Kapazitäten, die 200 cm übersteigen, nimmt bis etwa 0,5 cm Schlagweite der Funkenwiderstand mit wachsender Funkenlänge überhaupt nicht zu, sondern ab. Von da an nimmt er mit wachsender Funkenlänge zu, aber je nach der Kapazität in sehr verschiedener Weise: sehr rasch bei relativ kleinen Kapazitäten, relativ langsam bei grossen.[2])

Über den Gang von F/w_1 und damit der Maximalamplitude im Sekundärsystem mit der primären Funkenlänge kann also allgemein nichts ausgesagt werden. Wie sehr derselbe von den Umständen abhängt, zeigen z. B. die beiden Kurven in Fig. 4. Als Abszissen derselben

Fig. 4.

sind die Funkenlängen im Primärsystem aufgetragen, die Ordinaten sind der sekundären Schlagweite zwischen sehr grossen Kugeln (Radius = 5,7 cm) proportional. Kurve a bezieht sich auf einen Teslatransformator, in welchem die primäre Kapazität 246 cm und der Radius der Funkenkugeln 0,75 cm war, Kurve b auf eine Anordnung, bei der die primäre Kapazität 984 cm und der Radius der Funkenkugeln 2,5 cm betrug. Während im ersten Fall die sekundäre Schlagweite von 1,5 cm primärer Schlagweite an bis 3,5 cm überhaupt kaum mehr zunimmt, steigt sie im zweiten Fall in demselben Intervall auf ihren $1\frac{1}{2}$ fachen Wert, trotzdem der Unterschied der Kapazitäten und Kugelradien noch mässig ist.

Dass es gewisse Grenzen giebt, innerhalb deren die sekundäre Spannungsamplitude bei Steigerung der primären Spannung sich nur wenig ändert, ist gewiss richtig. Für die Verhältnisse der drahtlosen Telegraphie aber[1]), wo bei einigermassen kräftigen Stationen die primären Kapazitäten zwischen 10000 und 40000 cm liegen, und bei ganz grossen Stationen bis 200000 cm Kapazität verwendet werden, wo ferner die Funkenstrecken aus Kalotten von sehr grossen Kugeln hergestellt werden, gilt: die Maximalamplitude im Sekundärsystem nimmt mit wachsender Primärspannung mindestens bis etwa 4 cm Schlagweite relativ rasch zu. Thatsächlich wird denn auch in der Praxis mit Schlagweiten bis etwa 4 cm gearbeitet.[2])

7. Herr Drude giebt eine Methode an zur Bestimmung der Dämpfung von Oszillator und Resonator und der Wechselzahl des Resonators. Bei dieser Methode kommt die Aufnahme der Resonanzkurven der Maximalamplitude zur Verwendung. Herr Drude sagt darüber (S. 526): „Die Maximalamplitude (grösster Wert des Potentials V_2) kann aus Funkenschlagweiten, oder besser aus der elektrischen Ablenkung der Kathodenstrahlen in einer Braunröhre experimentell quantitativ erhalten werden."

Für die Bedürfnisse der drahtlosen Telegraphie handelt es sich um Wechselzahlen, die bei normalen Stationen über 10^6 *sec* liegen. Bei solchen Wechselzahlen ist die Braunsche Röhre nicht mehr brauchbar. Wäre sie brauchbar, so würde sie ein Mittel geben, um die Dämpfung direkt zu bestimmen.[3]) Um die Maximalamplituden aus Schlagweiten zu bestimmen, müsste man den Zusammenhang zwischen Schlagweite und Spannungsamplitude bei schnellen Schwingungen kennen. Soviel

1) Vgl. A. Heydweiller, Wied. Ann. **48**, 235, 1893. Für grössere Schlagweiten folgt es aus Messungen, die Herr Algermissen am hiesigen Institut gemacht hat.

2) Folgt teilweise schon aus R. Lindemann (Ann. Phys. **12**, 1038, 1903) und früheren Arbeiten über den Funkenwiderstand, hauptsächlich aber aus den Messungen von Herrn Rempp am hiesigen Institut.

1) Die folgenden Zahlenangaben verdanke ich der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin.

2) Der Irrtum, dass es auch unter den Bedingungen der drahtlosen Telegraphie (grosse Kapazitäten) keinen Zweck habe, mit grossen Primärfunken zu arbeiten, scheint ziemlich verbreitet zu sein. H. Th. Simon (diese Zeitschr. **4**, 740, 1903, Vortrag auf der Naturforscherversammlung) sagt z. B.: „Indes ist, wie man weiss, dieser Vergrösserung" — nämlich Vergrösserung der Luftfunkenstrecke — „eine frühe Grenze gesteckt von etwa $\frac{1}{2}$ bis $\frac{3}{4}$ cm, wahrscheinlich, weil eine weitere Vergrösserung Bedingungen schafft, unter denen die Entladungsenergie alsbald in der Überwindung des Widerstandes der Funkenstrecke verzehrt wird, d. h. die Entladung aperiodisch verläuft".

3) Vgl. J. Zenneck, Ann. Phys. **7**, 801, 1902.

ich weiss, ist aber bis jetzt darüber fast nichts bekannt.[1]) Es scheint mir demnach der Methode von Herrn Drude, abgesehen von anderen Bedenken, die Grundlage zu fehlen.

Wo es sich im Gebiete der drahtlosen Telegraphie um die Bestimmung der Dämpfung handelt, hat sich die Bjerknessche Methode sehr gut bewährt.[2]) Es empfiehlt sich nur, im Resonanzkreis die Kapazität und nicht den Selbstinduktionskoeffizienten zu variieren und den Stromeffekt in demselben durch einen Bolometerkreis, auf den man induziert, zu beobachten. Die Methode liefert mit einer durchaus genügenden Genauigkeit die Dämpfungen von Primär- und Sekundärsystem und die Wechselzahl eines der beiden Systeme, wenn diejenige des anderen bekannt ist.

1) Dass man bei Messungen mit Schwingungen von der Wechselzahl eines grösseren Hertzschen Oszillators falsche Resultate bekommt, wenn man die Beziehungen zwischen Schlagwerte und Spannung benutzt, die für statische Ladungen gelten, hat schon V. Bjerknes (Wied. Ann. **55**, 124, 1895) angegeben. — Ich habe deshalb, als ich in Ermangelung von etwas besserem Schlagweiten zur Bestimmung von Spannungsamplituden verwandte (Ann. Phys. **12**, 869, 1903) und die statisch ermittelten Werte benutzte, mich durch besondere Vorversuche davon überzeugt, dass dies im Gebiet der vorliegenden Wechselzahlen und bei der verlangten Genauigkeit unbedenklich war (l. c. Fussnote 3 auf S. 870). — Herr Algermissen ist am hiesigen Institut mit der Untersuchung dieser Frage beschäftigt.

2) Mit dieser Methode hat Herr Rempp in einer demnächst erscheinenden Arbeit (Preisaufgabe der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät Strassburg) die Dämpfung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke systematisch untersucht.

Strassburg i/Els., Phys. Institut.

(Eingegangen 19. August 1904.)

Radioaktive Emanationen in der Atmosphäre.

Von Albert Gockel.

Im nachstehenden gebe ich zunächst eine kurze Übersicht über die von mir hier in Freiburg (Schweiz) ausgeführten Bestimmungen des Gehaltes der Atmosphäre an radioaktiver Emanation. Die Messungsmethode war die der Herren Elster und Geitel. Die Genannten drücken den Gehalt der Atmosphäre an radioaktiver Emanation, den sie mit A bezeichnen, in einer willkürlichen Einheit aus, deren Wert abhängig ist von den Dimensionen des benutzten Apparates.[1]) Nun ist mein Zerstreuungsapparat zwar von der Firma Günther & Tegetmeyer, welche die Elster u. Geitelschen Apparate liefert, verfertigt worden, der Messingcylinder aber, welcher zur Aufnahme des aktivierten Drahtes dient, wurde in unserer Institutswerkstätte verfertigt, und obgleich ich mich an die Massangaben der Herren Elster und Geitel hielt, ist es doch möglich, dass kleine Unterschiede in der Form vorhanden sind, und A also bei mir nicht ganz genau denselben Wert hat wie bei den Herren Elster und Geitel. Von den im nachstehenden niedergelegten Resultaten könnte höchstens das erste, wenn auch in unwesentlichem Masse, durch diese Abweichung beeinflusst sein. Die etwa 0,5 mm starken und 10 m langen Drähte waren im Garten meiner frei gelegenen Wohnung zwischen Bambusstangen in der Höhe von 2—3 Meter ausgespannt. Wurden an einem Tag mehrere Beobachtungen ausgeführt, so wurde mit den Drähten natürlich gewechselt. Derselbe Draht kam frühestens nach 5 Stunden wieder zur Verwendung. Die Drähte wurden 2 Stunden lang exponiert, zur Ladung diente die von den Herren Elster und Geitel beschriebene Hochspannungssäule, die sich vorzüglich bewährte. Die angewandte Spannung, die konstant zu halten, nicht immer möglich war, schwankte zwischen 2000 und 2500 Volt. Die wesentlichsten Resultate der sich über 10 Monate (Oktober 1903 bis Mitte August 1904) hinziehenden Untersuchung sind:

1. Das Mittel der 150 um die Mittagszeit vorgenommenen Bestimmungen ergiebt $A = 84$. Dieser Wert ist $4\frac{1}{2}$ mal grösser als der von den Herren Elster u. Geitel in Wolfenbüttel gefundene, er kommt dem von Saake in Arosa in den Monaten Februar bis April beobachteten Werte 91 ziemlich nahe. Da die Herren Elster und Geitel auch in den bayrischen Voralpen $A = 137$ fanden gegen $A = 6$ auf der Insel Juist, so scheint es faktisch, dass der Gehalt der Atmosphäre an radioaktiver Emanation von der Nordsee nach den Alpen hin zunimmt. Der höchste von mir und zwar bei Föhnwetter beobachtete Wert ist $A = 420$, der kleinste $A = 10$. Schliesst man die bei Föhn erhaltenen Werte aus, so verhält sich der maximale zum minimalen Wert wie 17:1, das ist das auch in Wolfenbüttel beobachtete Verhältnis. Das Maximum 420 ist ungefähr dasselbe wie das von Simpson in Karasjok (Norwegen) beobachtete Maximum $A = 432$.

2. Die tägliche Periode von A scheint ziemlich einfach zu sein. In den ersten Morgenstunden nimmt A zu, bleibt dann von etwa $9^h a - 5^h p$ ziemlich konstant, nur an manchen Tagen scheint sich über Mittag eine kleine Depression, analog der des Potentialgefälles, einzustellen. In den ersten Morgenstunden und ebenso nach Untergang der Sonne bereitet die Isolation Schwierigkeiten. Eine in der letzten Zeit vorgenommene Verbesserung der Isolierhaken konnte ich noch nicht genügend erproben. Gegenüber den starken Schwankungen, die A überhaupt aufweist, sind die im Laufe eines

1) Elster u. Geitel, diese Zeitschr. **4**, 526, 1903.

Tages vor sich gehenden Schwankungen gering. Aus diesem Grunde und weil ich doch nur an wenigen Tagen vom Morgen bis zum Abend ununterbrochen beobachten konnte, hat die Bildung von Stundenmitteln keinen Zweck. Ich ziehe es vor, das Gesagte durch einige willkürlich herausgegriffene Reihen zu illustrieren. Der Draht war jedesmal 2 Stunden lang exponiert, $8^h a$ bedeutet also, dass der Draht von 7—9 ausgespannt war. Die Werte von A waren:

Datum	7ha	8	9	10	11	12	1hp	2	3	4	5	6	7	8
18./I.	—	—	—	19,6	—	17,6	—	—	23,6	—	18,2	—	—	—
15./III.	—	41	—	—	64	—	109	—	96	—	—	—	68	—
1./V.	—	—	99	—	148	—	78	—	90	—	—	—	—	—
2./V.	—	—	72	—	93	—	—	86	—	104	—	—	—	—
13./V.	—	47	—	—	33	—	67	—	26	—	34	—	—	—
14./V.	—	61	—	98	—	—	74	—	—	94	—	—	60	—
20./VII.	—	93	—	—	104	—	97	—	—	—	—	—	81	—
7./VIII.	—	—	136	—	154	—	170	—	—	162	—	138	—	134
8./VIII.	132	—	—	153	—	—	119	—	138	—	—	—	110	—
9./VIII.		115	—	138	—	—	122	—	127	—	—	—	—	—

Saake, der in Arosa jeweils nur eine halbe Stunde lang exponierte, fand, dass A vom Morgen bis $2p$ ziemlich gleichmässig anstieg, um dann wieder abzunehmen.[1])

Eine jährliche Periode lässt sich aus meinen Zahlen nicht erkennen.

3. Ebensowenig wie die Herren Elster und Geitel konnte ich eine Abhängigkeit der Grösse A von Temperatur, Feuchtigkeit, Wind oder Bewölkung sicher feststellen. Eine Gruppierung nach der Temperatur ergiebt allerdings für die niederen Werte der Temperatur ein höheres A, aber dieselben hohen Werte von A oder noch höhere (130—170) erhielt ich auch während der Hitzeperiode dieses Sommers, die Temperatur als solche kann also nicht das Ausschlaggebende sein. Wenn an klaren Frosttagen der Gehalt der Atmosphäre an radioaktiver Emanation bosonders hohe Werte erreicht, so kann dies auch mit dem an solchen Tagen herrschenden hohen Luftdruck oder mit der Abwesenheit von Bewölkung zusammenhängen. Saake und Simpson konstatieren eine Zunahme von A mit abnehmender Bewölkung. Auch ich habe an manchen Tagen mit intensiver Sonnenstrahlung auffallend hohe Werte von A beobachtet, ebenso hohe Werte erhielt ich aber auch wieder bei dichter Stratusbedeckung, so dass der Einfluss der Bewölkung ebenfalls noch nicht sicher gestellt ist. Einen Zusammenhang von A mit dem Potentialgefälle konnte ich ebensowenig nachweisen, dagegen ergab sich ein solcher mit dem Zerstreuungskoeffizienten a_- der negativen Elektrizität, allerdings nicht in dem Sinne, dass einem jeden hohen Werte von A auch ein ebensolcher von a_- und umgekehrt entspricht, dagegen steigen die Mittelwerte von a_- deutlich mit zunehmendem A, wie die nachstehende Tabelle zeigt.

A	0—50	51—100	101—150	151—200
a_-	4,00 Proz.	4,78	5,07	6,36
Zahl der Beobacht.	18	41	21	8

Dass hohen Zerstreuungswerten auch hohe Mittelwerte der Aktivierungszahlen entsprechen, haben die Herrn Elster und Geitel schon beobachtet. Dass diese Übereinstimmung aber nur im Mittel vorhanden ist, und bei einem und demselben Wert von A die verschiedensten Zerstreuungskoeffizienten beobachtet werden, mag teilweise auf Rechnung des Windes zu setzen sein. Stürmisches Wetter drückt die Aktivierungszahl herunter, erhöht dagegen naturgemäss den Zerstreuungskoeffizienten. Vollständig aber kann man die Abweichungen der beobachteten A von dem nach Beobachtungen in geschlossenen Räumen zu erwartenden Gang durch die Wirkung des Windes nicht erklären; denn auch der mit dem Ebertschen Aspirationsapparat bestimmte Ionengehalt der Luft steigt nicht regelmässig mit der Aktivierungszahl A an. Allerdings habe ich bis jetzt nur eine geringe Zahl vergleichender Bestimmungen ausführen können. Der Aspirations- resp. Zerstreuungsapparat stand dabei auf dem Balkon des Hauses, seltener frei im Garten, von dem ausgespannten Drahte immer durch das Haus getrennt. Der Zusammenhang des A und a_- wird sich auch darin zeigen, dass $q = \frac{a_-}{a_+}$ im allgemeinen mit A steigt. Wo aber die Werte von q dadurch höher werden, dass a_+ infolge von Dunst- oder Taubildung sinkt, wie dies des Morgens und nach Sonnenuntergang gewöhnlich der Fall ist, wird A durch diese Änderung von q nicht berührt.

4. Ganz im Gegensatz zu dem, was die Herren Elster und Geitel gefunden, habe ich beobachtet, dass A steigt mit zunehmendem Luftdruck, also absteigender Luftbewegung. Bei sinkendem Luftdruck nimmt im allgemeinen, aber nicht immer, auch der Emanationsgehalt der Luft ab. So habe ich dreimal Werte von A zwischen 80 und 120 erhalten. als bei sinkendem Barometer und steilen Gradienten

1) Saake, diese Zeitschr. **4**, 630, 1903.

stürmisches Wetter eintrat. Als ferner in den Tagen vom 9.—11. August der hohe Luftdruck, der 6 Wochen lang fast ununterbrochen über der Schweiz gelagert hatte, langsam abnahm, — das Barometer sank vom Morgen des 9. bis zum Abend des 11. um 7 mm — wurde die Aktivierungszahl A durch diese Änderung erst berührt, als am Nachmittag des 11. Gewitterregen eintraten. Bis dahin hatte A während der Tagesstunden nur zwischen 130 und 150 geschwankt.

Besonders deutlich kommt, worauf ich schon früher[1]) aufmerksam gemacht habe, der Einfluss der absteigenden Luftbewegung auf den Emanationsgehalt der unteren Schichten hier zum Ausdruck, wenn in der Centralschweiz Föhnwetter herrscht. Regelmässig beobachte ich an solchen Tagen Werte von A, die über 150 liegen. Einmal wurde sogar an einem solchen Tage $A = 420$ gemessen. Dabei verrät sich der Föhn hier nur durch die Deutlichkeit, mit der auch entfernte Gipfel, wie z. B. Schreckhorn, sichtbar werden. Eine Steigerung der Temperatur oder Abnahme der Feuchtigkeit ist an den Tagen, an denen nach dem Bericht der Schweizerischen Meteorologischen Centralanstalt in der Centralschweiz Föhn herrscht, hier nicht wahrzunehmen. Saake[2]) ist bezüglich des Zusammenhangs zwischen Aktivierungszahl A und Föhn in Arosa zu einem dem meinigen entgegengesetzten Resultate gekommen.

Er giebt folgende Zusammenstellung

Datum	A	$a-$	$a+$
23./II.	7	2,7	3,0
1./III.	123	3,5	3,1
12./III.	6,7	2,8	2,6
17./III.	10,0	—	—
23./IV.	22,5	3,6	2,6

Aber an keinem der hier von Saake angeführten Tage meldet der Wetterbericht der Centralstation Föhn. Wie sowohl aus der Wetterkarte als auch aus den mir von der Züricher Centralstation gütigst zur Einsicht überlassenen Aufzeichnungen der Station Arosa hervorgeht, hat der Beobachter von Arosa an 4 der angeführten Tage die gewöhnlichen, im Gefolge einer Depression auftretenden Südwestwinde als Föhnwinde bezeichnet, was hierzulande häufig geschieht. Am 1./III. breitete sich dagegen über der Schweiz ein Gebiet hohen Druckes aus, daher auch der hohe Wert von A. Am 18./III. meldet die Wetterkarte: Leichter Föhn in Chur. Die Grösse A, die an dem irrtümlich als Föhntag bezeichneten 17. nur den Wert 10,0 erreicht hatte, stieg daher am 18. auf 78,8. Man sieht, die Beobachtungen Saakes stimmen in Wirklichkeit mit den meinigen recht gut überein. Ich hoffe, Gelegenheit zu bekommen, die Beobachtungen in einem der charakteristischen Föhntäler fortsetzen zu können.

1) Diese Zeitschr. **4**, 873, 1903.
2) Diese Zeitschr. **4**, 631, 1903.

Die angeführten Beobachtungen scheinen mir zu beweisen, dass der grösste Teil der hier in der Atmosphäre vorhandenen radioaktiven Emanation nicht aus dem Boden, sondern aus den höheren Schichten der Atmosphäre stammt. Mit der Annahme, die Emanation stamme vorwiegend aus dem Boden, scheint mir auch die Thatsache unverträglich zu sein, dass die Bodenluft hier viel weniger, die atmosphärische Luft aber viel stärker radioaktiv ist als in Wolfenbüttel. Auch die von Saake in Arosa und Simpson in Karasjok beobachteten hohen Aktivierungszahlen wird man nicht auf Rechnung der ausströmenden Bodenluft setzen können, da an beiden Orten der Boden während der Beobachtungszeit festgefroren und hoch mit Schnee bedeckt war. Unerklärt bleibt dabei allerdings noch, warum gerade in der Nähe der Alpen der Gehalt der Atmosphäre an radioaktiver Emanation so auffallend hoch ist.

Ich habe auch in diesem Jahre, und zwar in der Zeit von 24.—29. Juli eine Anzahl Messungen der Grösse A auf dem Brienzer Rothorn vorgenommen. Das Wetter war gerade während dieser Tage minder beständig, als es den Sommer über gewesen war. Am 25. zog eine Depression über die Schweiz hinweg. Der Berg war häufig von Kumuluswolken umgeben, und deren Anwesenheit drückte, wie ich schon früher bemerkte, den Zerstreuungskoeffizienten a_- der negativen Elektrizität herunter und verringerte gleichzeitig auch den Gehalt der Atmosphäre an radioaktiver Emanation. Die beobachteten Werte von A schwankten zwischen 50 und 190, und zwar wurden die höchsten Werte an dem noch heitern 25. beobachtet. Trotz dieses verhältnismässig geringen Gehaltes an Emanation, gelangen die Aktivierungen im freien Felde der Erde vorzüglich. Der Draht wurde auf dem Grat, 2 mm hoch über dem Boden ausgespannt. Das elektrische Feld, das wegen des starken Windes und der Annäherung der Wolken stark schwankte, wurde dieses Mal nicht gemessen. Nach meinen früheren, bei nebligem Wetter ausgeführten Bestimmungen mag es an dieser Stelle $300—700 \frac{V}{m}$ betragen haben. Die erhaltenen Aktivierungszahlen A schwanken zwischen 23 und 58, und zwar wurde das letztere Maximum bei nur 2 stündiger Exposition 11 *a* bis 1 *p* erhalten. Wurde die ganze Nacht hindurch exponiert, z. B. 6 *p* bis 9 *a*, so waren die Zahlen auch nicht höher als bei nur 2—4 stündiger Exposition. Das Maximum der Aktivierung scheint also auch im Felde der Erde in nicht viel mehr als 2

Stunden erreicht zu sein. Vergleichende Bestimmungen liessen sich wegen des raschen Wechsels des Feldes nicht durchführen.

Die Versuche zeigen, dass die Selbstaktivierung eines in das Erdfeld ragenden Gegenstandes, also auch des menschlichen Körpers auf dem Grate des Rothorns eine viel höhere ist, als man selbst nach den Versuchen Saakes in Arosa[1]) annehmen konnte. Es schlagen sich auf einem im Erdfeld exponierten Körper Mengen von Emanation nieder, die schon sehr auffallende Wirkungen auszuüben imstande sind, und es ist demnach sehr wahrscheinlich, dass die physiologischen Wirkungen der Hochgebirgsluft, speziell vielleicht die Bräunung der Haut, zum Teil wenigstens auf den Gehalt dieser Luft an radioaktiver Emanation zurückzuführen ist.

1) l. c. S. 631.

Freiburg (Schweiz), August 1904.

(Eingegangen 15. August 1904.)

Über die in Thermalquellen enthaltene radioaktive Emanation.

Von Albert Gockel.

Im Laufe dieses Frühjahres habe ich das Wasser der Quellen von Tarasp, Leuk und Baden (Aargau) nach den üblichen Methoden, Auskochen oder Durchleiten von Luft, auf das Vorhandensein radioaktiver Emanation geprüft. Die Wasser kamen 2—3 Tage nach der Abfüllung zur Untersuchung. Emanation war im Wasser von Leuk und Baden sicher vorhanden, auch der Schlamm von Leuk erwies sich ebenso wie der von Ragaz als radioaktiv, doch waren die erhaltenen Mengen von radioaktiver Emanation niemals sehr erheblich. Ich war daher sehr überrascht, als ich bei einer an Ort und Stelle vorgenommenen Untersuchung der Badener Quellen, die mir durch das freundliche Entgegenkommen des Besitzers des Verenahofes in Baden (Aargau), Herrn Borsinger, ermöglicht wurde, fand, dass die Gase, welche der im Verenahof befindlichen Quelle entsteigen, ausserordentlich radioaktiv sind. Wurden diese Gase unter eine Glocke von etwa 20 Liter Inhalt, unter welcher der Zerstreuungsapparat stand, geleitet, so fielen nach halbstündigem Einleiten die Blättchen des Elektroskops in einer Minute fast vollständig zusammen. Der Verlust betrug etwa 6000 Volt per Stunde, gegen 30, wenn die Glocke mit Zimmerluft gefüllt war. Der Isolationsfehler blieb stets gering.

Dass es sich wirklich um das Vorhandensein einer Emanation und nicht um blosse Ionisierung handelt, beweist der folgende Versuch. Die den Apparat bedeckende Glocke wurde weggenommen, die Zerstreuungsgeschwindigkeit nahm nun rasch ab. Wurde die Glocke, nachdem der Apparat eine halbe bis eine Stunde sich selbst überlassen war, wieder eingesetzt, ohne dass neues Gas eingeleitet wurde, so nahm die Zerstreuungsgeschwindigkeit sofort wieder zu, während sie sonst im kleinen Raume auch kleiner ist. Es hatte sich also auf dem Stanniol, mit dem die Glasglocke innen ausgekleidet ist, radioaktive Emanation niedergeschlagen.

Die Abklingungskonstante konnte ich leider wegen Mangel an Zeit nicht bestimmen. Im Laufe von 2 Stunden liess sich keine Abnahme der induzierten Radioaktivität erkennen.

Die Versuche beweisen nicht nur die hohe Radioaktivität der Badener Quellgase, sondern zeigen auch, dass Untersuchungen von Quellwassern, die nicht an Ort und Stelle ausgeführt werden, nur einen beschränkten Wert haben.

Es erhalten nach Treadwell 100 ccm Badener Quellgase:

N 69,04 ccm; CO_2 30,91 ccm; SH_2 0,56 ccm; O 0,00 ccm.

Eine Prüfung auf Helium gedenke ich selbst noch vorzunehmen.

Bemerkt sei noch, dass Schwefel, der vor etwa 10 Jahren aus dem Badener Quellschacht entnommen wurde, und den ich der Freundlichkeit des Herrn Dr. M. Zehnder in Baden (Aargau) verdanke, nur sehr schwache Spuren von Radioaktivität aufwies.

Bezüglich des Tarasper Wassers werde ich weitere Mitteilungen folgen lassen.

Freiburg (Schweiz), August 1904.

(Eingegangen 15. August 1904.)

Versuch eines Modells und ein Seitenstück zur Radioaktivität.

Von J. J. Taudin Chabot.

Von den Atomen sogenannt radioaktiver Stoffe streben offenbar etwelche dem Zerfall zu, gehen mit einem Male, scheinbar unvermittelt, auseinander oder, bezeichnender wohl, explodieren. Die Explosion bleibt aber jeweils auf dem unmittelbar betroffenen Massenelement lokalisiert, d. h. sie entfesselt nicht, wie es anderweitig Explosionen zu thun pflegen, umliegender Massenelemente Spannkräfte, obwohl zersprengte Fragmente[1]), schon der einzelnen

1) Sehr eigenartig berührt es, wenn man gewahrt, wie viel schon, auf minder oder mehr realem Boden, über solche Fragmente spekuliert wurde, von Aristoteles bis Crookes, und Liebig mag recht haben, wo er meint (Kahlbaum, Monographien aus der Geschichte der Chemie 7, 110, 1904), dass „Aristoteles lange nicht so dumm ist, als ihn die Philologen gemacht haben". Von dessen πρώτη ὕλη sind aber die Atomfragmente noch weit entfernt, denn jene war ἄγνωστος, während wir diesen wohl schon als ἐσχάτη ὕλη begegnen. — Das „Atom" mag

Partikeln, sodann auch hier weitergreifende Wirkungen üben, die eben den Vorgang erkennen lassen.

Eine Illustration desselben, in grösserem Stile, bietet das eintretende Sieden. Die aus der siedenden Substanz jäh hervorbrechende Dampfblase verursacht ein Geräusch, und schleudert Teilchen umher während sie entweicht, unter geeigneten Bedingungen als Wirbel mit einer gewissen Stabilität und Energie, vergleichbar etwa jenen Böllerwirbeln, die das Gleichgewicht atmosphärischer Schichte störend, hageldrohende Formationen abwenden sollen.[1])

So offenbart sich die Radioaktivität in den γ-, β- und α-Strahlen, erstere teilweise wohl ebenfalls undulatorisch geartet, eine Erschütterung im mit beteiligten Medium, dem Äther, wie es das Geräusch der entweichenden Dampfblase war in der Luft, letztere beide korpuskularer Natur, ein Aussenden von Teilchen, ähnlich denen der Kathodenstrahlensubstanz und, weitaus überwiegend, auch von solchen, die in der Massengrössenordnung dem Wasserstoffatom gleichkommen.

Wo die Verwandlungstendenz fortbesteht, scheint nun weiter eine Reihe von Übergangsformen der Materie sich abzulösen, die Emanationen, deren Bausteine — Rutherford und Soddys Metabola — immerfort wieder in gewisser Anzahl dem Zerfall zustreben; vermutlich einatomig, haben sie chemisch gemein eine geringe Neigung Verbindungen einzugehen, Eigentümlichkeit ausser des als Zerfallsprodukt einer solchen Emanation schon erkannten Heliums, auch noch der weitereren Ramsayschen Funde Argon, Neon, Krypton, Xenon.[2])

Für diese inerten Gase, welche ihr Entdecker selbst nicht ganz befriedigend in das periodische System einzureihen wusste, hat kürzlich in bemerkenswerter Weise Mendelejew seinerseits eine neue, nullte Gruppe versuchsweise aufgestellt[3]); in der ersten und, sodann auch der nullten Reihe vertreten die neue Gruppe successive das Koronium der Sonnenkorona und Äther, der Weltäther, den Mendelejew als materielles Substrat anspricht; der Mendelejewsche Äther — Newtonium provisorisch — ist ein Gas, das bei geschwindester Eigenbewegung seiner Moleküle von relativ sehr geringem Gewicht, unfähig sich irgendwie chemisch zu bethätigen nur, dank einem unvergleichlichen Penetrationsvermögen, sich allenthalben verbreitet und eindringt, wie schon weniger alerte Gase in Flüssigkeiten und einige feste Stoffe. Als förmliche Exhaustion von Atomen dieses Äthers deutet zum Schluss Mendelejew die Radioaktivität.

Eine derartige Auffassung liesse sich nun einigermassen veranschaulichen durch ein Gedankenmodell im Anschluss an das Bild vom eintretenden Sieden: Ein auf der betreffenden Flüssigkeit lagernder Druck schwankt periodisch um den der gegebenen Temperatur entsprechenden konstanten Dampfdruck der Substanz als Mittelwert, es resultiert ein intermittierendes Sieden, ein wechselndes Hervorbrechen von Dampfblasen, quantitativ bedingt, je nach der Form des in Betracht kommenden Teiles der Dampfdruckkurve, durch die Amplitude der Druckvariation. Falls die Dampfdruckkurve eine gerade ist, giebt es, bei einem linearen Verhältnis zwischen dem mittleren äusseren Druck und dem Dampfdruck der Flüssigkeit, keinen anderen Weg den Prozess von aussen zu beeinflussen, wie durch Modifikation der Druckschwankungsamplituden; bleibt der Mittelwert des äusseren Druckes unverändert, so wird nur, wenn zunächst die Temperatur der Substanz etwas steigt, die Intensität des Prozesses anfänglich zunehmen und eine äquivalente Wärmeabgabe sich hinzugesellen. Es liesse sich das Modell noch mehr in Einzelheiten entwickeln, z. B. unter Hinzunahme von Betrachtungen über Siedeverzug und Unterkühlung, über einen kritischen Druck, bezw. die Denkmöglichkeit einer partiellen Verflüssigung von Mendelejews Äther durch kapillare Kräfte u. s. w.; allein, je weiter man geht, desto leichter wird auch eine derartige Paralleloskopie versagen, desto eher demnach muss man gewärtig sein Trugbilder zu erspähen.

Im übrigen steht heute Allem voran die Frage nach der Kompressibilität des Mendelejewschen Substrats: Kann es den Baum Maxwell-Hertzscher Erkenntnis tragen? Wie erscheint[1]) es inkompressibel oder paninkompressibel, wie könnte es z. B. den periodischen Druck vermitteln, dem Korns Sonnensystem[2]) ausgesetzt ist?

---

trotzdem seinen Namen weiter tragen, wenn nur diejenigen, welche seine Unteilbarkeit vielleicht objektiv deuteten, sie nunmehr subjektiv verstehen wollen: das Atom ist unteilbar, nicht, absolut, sondern nur unseren Hilfsmitteln gegenüber.

1) Über grosse Wirbel unmittelbar in der Natur gebildet vgl. Macks Beobachtungen am Vesuv, „Met. Zs." **18**, 1901.

2) Proc. Roy. Soc. **67**, 329, 1901.

3) Nach Wiestnik i Bibliotheka Samoobrasowanja 1903, in „Naturw. R." **19**, 273 u. 289, 1904.

1) Einen ersten Schritt auf dem Wege zur Quasimkompressibilität bedeuten gewisse gyrostatische Gebilde, Lord Kelvins Wirbel, u. dgl.

2) In einem Entstehungsfalle des periodischen Drucks könnte man zum Versuch gewisser Beobachtungen Anlass finden, weshalb ich denselben hier andeuten möchte, obzwar im allgemeinen der Gegenstand wohl keiner eigentlichen Diskussion zugänglich ist: Unser Ätherkomplex ist zu Anfang seines nunmehrigen Existenzabschnitts durch eine Katastrophe elektromagnetischer oder mechanischer (Kollision) Natur in Vibration versetzt worden; sein innerer Schwingungszustand verändert für Zeiträume unserer Erfahrung dann nicht merklich, wenn nur die Vibration hinlänglich langsam abklingt. War am Gesamtätherkomplex die Katastrophe bestimmt lokalisiert (Kollisionspunkt, Explosionspunkt), so müsste derselbe gewisse ausgezeichnete Achsen (bezw. Niveauflächen) aufweisen, die sich durch charakteristische Verteilungsgesetzmässigkeiten im

Radioaktivität führt auf die Spuren der bisher elementarsten Teile unserer Welt; darum wird sie nicht aus Erfahrungen, die an anderen, unendlich komplizierteren Stellen gesammelt wurden, sich „erklären" lassen; besten Falles zu veranschaulichenden Modellen gelangen wir hier und auch dieses nur, wohl verstanden, ohne jemals vollkommen zu wissen, inwiefern das Modell ein Abbild der Wirklichkeit thatsächlich heissen darf. Umgekehrt aber, bis die Radioaktivität an sich hinreichend experimentell erforscht sein wird, kann sie ihrerseits herangezogen werden zu sinnvollen Erklärungsversuchen betreffend Erscheinungen weniger elementarer Natur, die, obzwar uns längst geläufig, doch dem innersten Wesen nach noch stets verborgen blieben.[1])

Wie die Emanationen, das Helium, das Argon u. s. w. gehört der Stickstoff zu den sich sehr schwer bindenden Substanzen: manche Stickstoffverbindungen zersetzen sich sehr leicht, ja neigen stets zum explosiven Zerfall. Unter diesen Gebilden höherer Ordnung, den Atomkomplexen der Molekularwelt, verlangt eins, das Cyan, unsere besondere Aufmerksamkeit wegen seiner Rolle im Wandlungsbereiche der Eiweisse. Der Unterschied zwischen dem lebendigen und dem toten Eiweiss liegt vorwiegend bei den stickstoffhaltigen Atomgruppen, denn die beiderseitigen stickstofffreien Zersetzungsprodukte — die vom toten Eiweiss durch künstliche Oxydation gewonnen — erweisen sich nicht wesentlich verschieden. Die stickstoffhaltigen Zerfallsprodukte des lebendigen Eiweisses haben nun gemeinsam, sei es sogleich — Harnsäure etc. —, sei es isomer — Harnstoff —, das Cyan unter ihren Konstituenten, daher eben in diesem bei hoher Wärmeintensität entstandenen und entsprechend seiner bedeutenden inneren Energie äusserst labilen Gebilde Pflüger[2]) den mit grösster Wahrscheinlichkeit integrierenden Bestandteil aller lebendigen Substanz zu erkennen vermochte. Die Ähnlichkeit im Verhalten zwischen den Cyanverbindungen und dem lebendigen Eiweiss erstreckt sich so ins einzelne, dass beispielsweise Pflüger in der Cyansäure ein geradezu halb lebendiges Molekül anzunehmen geneigt war.

So wird die lebendige Substanz als solche leicht zersetzlich, giebt immerfort Anlass zur Kohlensäurebildung, wofern nur Sauerstoff zugegen. Es resultiert eine zunehmende Labilität, bis der geringste Impuls die Zersetzung herbeiführt, ähnlich wie bei den Explosivkörpern, jedoch mit der Eigentümlichkeit — wie Verworn[1]), den Vergleich anstellend, hinzufügt —, dass nicht das ganze Molekül beim Zerfall zu Grunde geht, sondern dass nur gewisse, durch die Umlagerung sich bildende Atomgruppen abgesprengt werden.

Damit stehen wir auch hier den sozusagen diskreten Explosionen gegenüber, der gleichen Erscheinung, die in jener mehr elementaren Sphäre des Atoms als Radioaktivität uns begegnete, welche dort Soddy[2]) ebenfalls mit der Zersetzung von Explosivkörpern vergleicht ebenfalls unter Hinzufügung der Bemerkung, dass diese Explosion nur einen bestimmten und kleinen Teil des Ganzen betrifft, ohne auf die Zerfallgeschwindigkeit des Restes beschleunigend einzuwirken.

Beide Male also, wo es die lebendige Substanz betrifft, wie im Falle der Radioaktivität, geht ein unhaltbar labil gewordener Gleichgewichtszustand urplötzlich verloren und zwar charakteristischer Weise derart, dass dieser an sich wie eine Explosion verlaufende Vorgang an umringenden Massenelementen successive zwar gleichfalls in die Erscheinung tritt, aber schrittweise, relativ langsam, und nicht an allen. Mithin können nicht alle Elemente des betreffenden Aggregats zu jeder Zeit ganz gleich beschaffen sein, noch auch handelt es sich schwerlich um eine Auslösung von nur inneren Spannkräften allein, wie bei den eigentlich explosiblen Körpern.

In Bestätigung dieser Schlüsse wissen wir vom lebendigen Eiweiss, dass thatsächlich nicht alle seine Moleküle stets überall identisch sind, sowie dass es Sauerstoff ist, der die Labilität bis zum plötzlichen Zerfall steigert, Sauerstoff, der, obwohl aus der Umgebung aufgenommen („eingeatmet") doch stets schon in genügender Menge eingelagert erscheint, um den Prozess auch in sauerstofffreier Atmosphäre längere Zeit fortspielen zu lassen.[3])

Wie das lebendige Eiweiss, sind die radioaktiven Substanzen selbstzersetzliche Aggregate, nur anderer Ordnung, ferner Wärme abgebend und in ihren verschiedenen Typen durch eine im Mittel bestimmte Existenzdauer charakterisiert. Die Mitwirkung eines äusseren Elements wurde hier vielfach vermutet; dass es bisher nicht gelang, eine solche nachzuweisen, indem man, dem gemutmassten Faktor den Weg verlegend, die Mitwirkung ausschaltete, um den dann resultierenden Effekt zu beobachten, mag unter Hinweis eben auf eine Möglichkeit, wie man beim

---

Weltraume offenbarten. Solchen Gesetzmässigkeiten liesse sich nachspüren.

1) So die Mechanik der chemischen Affinität, der Valenzen, der Katalyse u. s. w., worin das Studium der ponderomotorischen Wechselwirkungen radioaktiver Massenelemente neue, vergleichende Einblicke gewähren dürfte.

2) Pflügers Archiv 10, 1875.

1) Allgemeine Physiologie. Jena, 1897.

2) Wilde-Vorlesung, Manchester 23. Febr. 1904. (Übersetzt von G. Siebert. Leipzig 1904.)

3) Pflüger (l. c.) beobachtete die Kohlensäureausscheidung des Frosches während länger als einen Tag in reiner Stickstoffumgebung.

Zerfall der lebendigen Substanz sie kennen lernte, als noch nicht endgültige Erledigung dieser Frage betrachtet werden: es könnte ja sein, dass auch hier der unmittelbare Zerfall vor sich geht unter Mitwirkung eines schon eingelagerten Elements, welches zwar von aussen her stammt, das aber doch vermöge gerade der reichlichen Einlagerung den Prozess noch sehr lange Zeit ungeschwächt fortspielen lässt, nachdem schon seine Ergänzung aufgehört hat. Zu weiterer Anschaulichkeit würde dieser Gedanke sich entwickeln auf Grundlage von Mendelejews Begriff des Äthers.

Auf demselben Wege steuern wir schliesslich der Frage zu, ob nicht die Radioaktivität gewisser Atome und das Leben bedeutende Verhalten der Eiweissmoleküle im Grunde wesensgleiche Vorgänge sind, sei es dem Umfang nach sehr verschiedener Ordnung, so dass, wo ihre Vorbedingungen sich verwirklicht finden, wie die Radioaktivität auch das sogenannte Leben als nur blinde Naturnotwendigkeit ohne weiteres in die Erscheinung tritt.

Degerloch (Wttbg.), 27. Juli 1904.

(Eingegangen 27. Juli 1904.)

Ein rasch wirkender Wasserkollektor.

Von D. Smirnow.

Zur Messung der Stärke des elektrischen Feldes bei Ballonfahrten sind in einigen Fällen weder radioaktive Substanzen, noch die von Prof. Ebert neulich eingeführten, frisch amalgamierten Zinkplatten verwendbar. Erstere würden die gleichzeitige Bestimmung des Zustandes der Ionisierung der umgebenden Luft nicht gestatten, die zweiten versagen in der Nacht. Wasserkollektoren wirken, wie bekannt, sogar bei reichlichem Ausfluss nur langsam, während in der Höhe aus manchen Gründen gerade eine energische Wirkung der Kollektoren erwünscht ist.

Im vorigen Jahre habe ich zu dem Zweck einen gewöhnlichen, käuflichen, gläsernen Pulverisator mit Kautschukbirne verwandt, der einen Strahl sehr feinen Wasserstaubes erzeugt und gewissermassen eine Modifikation des Wasserkollektors darstellt. Vorläufige Versuche zeigten, dass im Zimmer das Elektroskop durch den Pulverisator sehr rasch bis zum völligen Zusammenfallen der Blättchen entladen würde. Um festzustellen, welchen Betrag die Eigenladung des Wasserstrahls beim Zerstäuben durch einen Luftstrahl erreichen kann, wurde der Versuch mit einem Elektrometer von Mascart wiederholt. Letzteres war so justiert, dass einem Volt eine Ablenkung des Flügels um 2,7 Skalenteile entsprach. Zum Flügel führte ein Draht aus der Pulverisatorflasche. Die Isolation des ganzen, geladenen Systems und der Kautschukbirne, die durch ein Glasrohr isoliert war, wurde besonders geprüft.

Es erwies sich, dass die dem System mitgeteilte Ladung rasch fast bis zur Null zerstreut wurde, wenn der Pulverisator in Aktion gesetzt wurde. Schliesslich schwankte das Elektrometer jedoch innerhalb sehr enger Grenzen, wobei es öfter eine schwache positive Ladung der Flasche anzeigte. Wir geben hier aus der letzten Beobachtungsreihe die maximalen Ablenkungen des Elektrometers während der erwähnten Schwankungen:

7,0 mm, 3,5 mm, 3,0 mm

im Mittel also 4,5 mm, oder weniger als 2 Volt. Eine so geringe Eigenladung des Kollektors kann bei der Messung des Potentials der Luft füglich vernachlässigt werden. Ein Zusatz von Alkohol zum Wasser, welcher erforderlich ist, um den Pulverisator bei niedrigen Temperaturen verwenden zu können, brachte hierin keine wesentliche Änderung hervor.

Was die Schnelligkeit anbelangt, mit welcher dieser Kollektor wirkt, so haben die weiter unten angeführten Versuche gezeigt, dass der angewandte (dieses Mal metallische) Pulverisator wenigstens im Zimmer 3—4 mal rascher wirkte, als die Flamme einer Stearinkerze, und fast ebenso schnell, wie 5 mg Radiumbromid, das in einer Glasröhre eingeschlossen war und der Spitze des Pulverisators möglichst nahe gebracht wurde.

Zu den Versuchen wurde eine Leydner Flasche benutzt, deren Kapazität 2500 abs. elektrostatische Einteilen betrug. Diese Flasche wurde mit einem Exnerschen Elektroskop und mit dem Pulverisator verbunden; letzterer war in eine isolierte Flasche mit Wasser eingesetzt; die Birne war durch eine Ebonitröhre isoliert. An die Endspitze des Pulverisators wurde die Flamme einer Kerze gebracht, welche bei einigen Versuchen isoliert, bei anderen am Pulverisator selbst befestigt war. Das ganze System wurde bis ca. 150—200 Volt positiv geladen und die Entladung durch die verschiedenen Kollektoren dauerte je eine Minute. Die Abnahme der Spannung wurde mit einem kalibrierten Elektroskop gemessen; Kontrollversuche zeigten nur verschwindend kleine Verluste durch die Isolatoren.

Die Abnahme der Spannung war bei Verwendung verschiedener Kollektoren folgende:

Wasserpulverisator	39 ± 5	Volt in der Minute
Kerzenflamme . .	11 ± 1	„ „ „ „
Radium	40 ± 12	„ „ „ „

Die Kerze ergab eine grosse Konstanz der Abnahme; die Wirkung des Pulverisators war veränderlich, und befand sich scheinbar

in Abhängigkeit von der Stärke des Luftstrahls; die Wirkung des Radiums hing merklich von der Entfernung desselben vom Ende des Kollektors ab. Behufs besserer Vergleichbarkeit der Resultate der drei Kollektoren wurde die Endspitze des Pulverisators vor veränderlichen äusseren Einflüssen auf die Potentialverteilung dadurch einigermassen geschützt, dass vor dem Pulverisator ein nasses Blatt Papier aufgehängt wurde. das mit der Erde verbunden war.

Nach angenäherter Berechnung betrug der elektrische Strom, der durch die Zerstäubung des Wassers bedingt wurde, 2×10^{-9} Amp.

Bei einer anderen Versuchsreihe wurde die Leydner Flasche abwechselnd positiv und negativ geladen, die Wirkung des Pulverisators aber in der Weise reguliert, dass die Birne desselben gleichförmig je 60 mal in der Minute zusammengedrückt wurde. Ein Unterschied in der Wirkung des Pulverisators bei der einen oder der anderen Ladung war aus diesen Versuchen nicht zu konstatieren, und es wurden annähernd dieselben Zahlen erhalten, wie bei den ersten Versuchen, nämlich:

Verlust bei posit. Ladung: 36 Volt in der Min.
„ „ negat. „ 37 „ „ „ „

Die Kerze ergab wiederum für beide Ladungen im Mittel 11 Volts in der Minute. Infolge grosser Trockenheit im Zimmer war es dieses Mal schwieriger, schädliche elektrische Einflüsse zu beseitigen, weswegen die Schwankungen in den Resultaten bedeutend grösser waren.

Die grosse Überlegenheit des Pulverisators gegenüber der Kerze weist auf die Vorteile der Verwendung dieses Apparates zur Messung von Potentialunterschieden hin, um so mehr als die Kerze von jeher als ein ausgezeichneter Kollektor im Vergleich zum Wasserstrahl galt. Da eine Eigenladung des Pulverisators nicht eintritt, so fällt auch jeder Zweifel fort, dass er vollständig das Potential der umgebenden Luft annimmt.

In Ergänzung zu den oben angeführten Ergebnissen dieser vorläufigen Untersuchung kann noch auf die Experimente von D. Thomson und die neueren Versuche von Himstedt[1]) über die Zunahme der Ionisierung von Luft, die durch Wasser getrieben worden ist, hingewiesen werden. Diese Versuche erklären vielleicht zum Teil die rasche Wirkung und besonders die geringe Eigenladung des Pulverisators. Jedenfalls ist hierbei nicht zu befürchten, dass der normale elektrische Zustand der Luft, der von den Apparaten von Elster und Geitel oder von Ebert registriert werden soll, durch Ionen, die sich beim Zerstäuben des Wassers bilden, gestört wird, wie es beim Gebrauch von radioaktiven Kollektoren der Fall ist.

1) Himstedt: „Über die Ionisierung der Luft durch Wasser." Ann. d. Phys. 12, 1903.

Für die elektrischen Beobachtungen im Luftballon, welche auf die Initiative und auf Kosten der Militär-Ingenieur-Verwaltung organisiert werden sollten, habe ich folgende Einrichtung getroffen, die an der Hand beifolgender Zeichnung leicht verständlich ist.

Die Luft für die beiden Pulverisatoren (von denen nur der eine abgebildet ist) wird nach unten den Gefässen a vermittels der Gummiröhren c von 8 und 10 Meter Länge zugeführt. Innerhalb der Gummiröhre c befindet sich ein

Kupferdraht f, der erstens dazu dient, die Flasche mit Wasser und Pulverisator zu tragen und zweitens — um den letztern mit dem Elektroskop metallisch zu verbinden, das über dem Korbrande des Ballons angebracht ist. Die Ebonitröhre E, welche auf der am Korbrande befestigten Holzlatte b ruht, dient zur Isolation des Drahtes f; ausserdem wird auf diese Röhre das Ende der Gummiröhre c aufgezogen, welche von einer Handpumpe kommt. Mit dieser Pumpe (eine gewöhnliche Velozipedpumpe) wird die trockene Luft, nachdem sie eine dreifache Röhre mit Chlorcalcium passiert hat, zum Pulverisator getrieben. Die Trockenheit im Innern der langen Gummiröhren ist, trotz des dadurch bedingten geringen Druckverlustes, insofern wichtig, weil dadurch eine Zunahme der elektrischen Kapazität des Systems vermieden wird. Ausserdem werden dadurch auch die Kautschukröhren der Isolatoren E getrock-

net; man kann in der Wand derselben sehr feine Öffnungen für den Draht machen und die Röhre E äusserlich noch mit einem Messingdeckel m umgeben, der die Isolation gegen äussere Feuchtigkeit und sogar gegen Regen schützt. Um den Abstand der beiden Kollektoren ändern zu können, benutzt man Ergänzungsstücke von Röhren und Draht, die an die Röhre g, resp. an das untere Ende des Drahtes f angefügt werden.

Die beschriebenen Kollektoren (nur mit etwas anderer Schutzvorrichtung für die Isolation) sind soeben bei zwei Ballonfahrten benutzt worden, die vom St. Petersburger militärischen Luftschifferpark ausgerüstet waren, zur gleichzeitigen Messung der Stärke des elektrischen Feldes und des Ionengehaltes.

St. Petersburg.

(Eingegangen 13. Juli 1904.)

Über die stationären Wellen in einem Gasstrahl.

Von L. Prandtl.

Durch viele Beobachtungen, unter denen als die sorgfältigsten und ausführlichsten wohl die der Brüder Emden [1]) zu nennen sind, ist erwiesen, dass in den Gasstrahlen, die aus Öffnungen ausfliessen, stationäre Wellen auftreten, sobald der Überdruck grösser ist, als der, welcher genügt, um dem Gase Schallgeschwindigkeit zu erteilen. Verschiedentlich wurden (nach dem Vorgang von R. Emden) diese Wellen als ebene Schallwellen erklärt, und daraus geschlossen, dass der Strahl mit Schallgeschwindigkeit fliesse und überhaupt eine höhere mittlere Geschwindigkeit nie annehmen könne. Im folgenden sollen nun diese Wellen unter der vereinfachenden Voraussetzung, dass sie sehr flach sind, nach hydrodynamischen Methoden untersucht werden.

Nimmt man die Strömung als völlig verlustfrei und ohne Wärmeaustausch vor sich gehend an, so ist die Dichtigkeit eine Funktion des Druckes allein; ferner ist im stationären Zustand auf jeder Stromlinie

$$(1) \quad . \quad . \quad . \quad \int \frac{dp}{\varrho} + \frac{w^2}{2} = \text{const.}$$

(p Druck, ϱ Dichtigkeit, w Geschwindigkeit). Kommen alle Stromlinien aus einem Raum, in dem der Druck p_0 herrscht und die Geschwindigkeit nicht merklich von Null verschieden ist, so ist die Konstante überall dieselbe, es gilt also für jede Differentiationsrichtung

$$(1\text{a}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \frac{dp}{\varrho} + w\,dw = 0.$$

Die Strömung ist dann auch wirbelfrei. [1]) Man kann also die Geschwindigkeitskomponenten von einem Strömungspotential φ ableiten.

Fig. 1.

Nimmt man Cylinderkoordinaten, so kann man für einen kreisförmig begrenzten Strahl mit abwechselnden Verdichtungen und Verdünnungen, solange diese nur gering sind, setzen:

$$(2) \quad . \quad . \quad . \quad \varphi = w_m z + a \sin \beta z \cdot f(r).$$

Die Geschwindigkeitskomponenten werden

$$(2\text{a}) \quad . \quad . \quad w_z = w_m + a\beta \cos \beta z\, f(r);$$
$$w_r = a \sin \beta z\, f'(r).$$

Da die Bewegung stationär sein soll, muss in jedem Volumenelement ebensoviel Masse ausströmen, als einströmt, es muss also

$$(3) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad div\,(\varrho \mathfrak{w}) = 0$$

sein. Nun ist

$$div\,(\varrho\mathfrak{w}) = \nabla \cdot (\varrho\mathfrak{w}) = \varrho \nabla \cdot \mathfrak{w} + \mathfrak{w} \cdot \nabla \varrho \text{ [2]},$$

oder genügend genau $= \varrho_m \nabla \cdot \mathfrak{w} + \mathfrak{w}_m \cdot \nabla \varrho$, wobei ϱ_m und $\mathfrak{w}_m$ die Mittelwerte von ϱ und $\mathfrak{w}$ sind. (Die Vernachlässigung ist dadurch zu rechtfertigen, dass alle Schwankungen nur auf die erste Ordnung genau gerechnet werden sollen.) Wegen der Zustandsgleichung und wegen Gleichung (1) können ϱ und p als Funktionen von w angesehen werden; es ist nun

$$\mathfrak{w}_m \cdot \nabla \varrho = w_m \frac{\partial \varrho}{\partial z} = w_m \frac{d\varrho}{dw} \cdot \frac{\partial w}{\partial z}$$
$$= w_m \frac{d\varrho}{dp} \cdot \frac{dp}{dw} \cdot \frac{\partial w}{\partial z}.$$

Hierin lässt sich nach einer bekannten Beziehung

$$\frac{d\varrho}{dp} = \frac{1}{c^2}$$

setzen, wobei c die dem Zustand entsprechende Schallgeschwindigkeit ist, ferner ist aus Gl. (1a)

$$\frac{dp}{dw} = -\frac{w}{\varrho};$$

setzt man nun wieder $w = w_m$, $\varrho = \varrho_m$, ausserdem

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial w_z}{\partial z},$$

---

1) R. Emden, Über die Ausströmungserscheinungen permanenter Gase. Habilitationsschrift. Leipzig 1899; auszüglich in Wied. Ann. **69**, 264 u. 426 (1899); P. Emden: Die Ausströmungserscheinungen des Wasserdampfes. Dissertation. München 1903. Weitere Litteraturangaben finden sich daselbst.

1) Die Wirbelbildung ist dem Vektorprodukt

$$\nabla p \times \nabla \frac{1}{\varrho}$$

proportional, also hier, weil ϱ eine Funktion von p allein ist, gleich Null.

2) Vektorbezeichnungen nach Gibbs' Vektoranalysis.

was eine Vernachlässigung von gleicher Ordnung bedeutet, so erhält man

$$div\,(\varrho w) = 0 = \varrho_m \left(div\, w - \frac{w_m^2}{c^2} \frac{\partial w_z}{\partial z} \right).$$

Mit

$$div\, w = \frac{\partial w_r}{\partial r} + \frac{w_r}{r} + \frac{\partial w_z}{\partial z}$$

ergiebt sich

$$0 = \frac{\partial w_r}{\partial r} + \frac{w_r}{r} + \left(1 - \frac{w_m^2}{c^2}\right) \frac{\partial w_z}{\partial z}.$$

Mit den Werten von w_r und w_z aus 2a giebt dies

$$(4) \quad . \; . \; . \; 0 = a \sin \beta z \left\{ f''(r) + \frac{f'(r)}{r} + \left(\frac{w_m^2}{c^2} - 1 \right) \beta^2 f(r) \right\}.$$

Hierdurch hat man für die noch unbekannte Funktion $f(r)$ eine Differentialgleichung gewonnen. Ihre Lösung wird durch Besselsche Funktionen gebildet, es ist

$$(5) \quad . \; . \; f(r) = C_1 \mathfrak{J}^0(\alpha r) + C_2 Y^0(\alpha r),$$

wobei

$$(5a) \quad . \; . \; . \; . \; \alpha = \beta \sqrt{\frac{w_m^2}{c^2} - 1}$$

ist. Y^0 kommt hier weiter nicht in Betracht, da es für $r = 0$ unendliche Werte liefert. Die Grenzbedingung für $\mathfrak{J}^0$ ergiebt sich nun aus dem Umstand, dass am Rande des Strahles, der an ruhende Flüssigkeit grenzt, der Druck und infolge Gl. (1) auch die Geschwindigkeit konstant sein muss; bis auf die erste Ordnung genau ist dies erfüllt, wenn für $r = \frac{d}{2}$ (d = mittlerer Strahldurchmesser) $w_z = w_m$, also $f(r) = 0$ ist. Es ist also jede Lösung brauchbar, für die

$$\mathfrak{J}^0\left(\alpha \frac{d}{2}\right) = 0$$

ist. Bezeichnet man die Wurzeln von $\mathfrak{J}^0(x)$ mit $x_1\; x_2 \ldots x_n \ldots$, so ist

$$\alpha = \frac{2 x_n}{d}.$$

Der Vergleich mit (5a) liefert, wenn man noch die Wellenlänge

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta}$$

einführt:

$$(6) \quad . \; . \; . \; \lambda_n = d \cdot \frac{\pi}{x_n} \sqrt{\frac{w_m^2}{c^2} - 1};$$

am meisten kommt die grösste Wellenlänge in Betracht; diese wird für $x_1 = 2{,}405 \ldots$ erhalten, es wird

$$(6a) \quad . \; . \; \lambda_1 = 1{,}307\, d \sqrt{\frac{w_m^2}{c^2} - 1}.$$

Es sei noch erwähnt, dass man für einen Strahl, der aus einem länglichen Schlitz von der konstanten Breite b ausströmt, die Rechnung ebenfalls durchführen kann; es wird (x und z als Koordinaten der hier ebenen Strömung)

$$\varphi = w_m z + \sin \beta z\, (a_1 \cos \alpha x + a_2 \sin \alpha x),$$

wobei wieder

$$\alpha = \beta \sqrt{\frac{w_m^2}{c^2} - 1}$$

wird. Die Grenzbedingung liefert hier

$$\lambda_n = b \cdot \frac{2}{n} \sqrt{\frac{w_m^2}{c^2} - 1}$$

und die grösste Wellenlänge

$$\lambda_1 = 2b \sqrt{\frac{w_m^2}{c^2} - 1}.$$

Als das wichtigste Ergebnis dieser Rechnung erscheint mir der aus der Formel für die Wellenlänge λ unmittelbar zu entnehmende Aufschluss, dass die hier besprochenen Wellen nur bei Strahlgeschwindigkeiten möglich sind, die grösser sind, als die dem Zustande des Gases im Strahl entsprechende Schallgeschwindigkeit, und dass jedem Verhältnis $\frac{w_m}{c}$ eine bestimmte grösste Wellenlänge entspricht.

Fig. 2.

Für den flachen Strahl lässt sich, wie bemerkt sein möge, auch bequem eine Beziehung unseres Problems zu dem Machschen Phänomen herstellen. Der Strahl wird, wenn hinter der Kante der Düse ein etwas anderer Druck herrscht, als in der Mündung, von stationären Wellen durchzogen, die von den Kanten beginnend, unter einem Winkel α dahinziehen, für den nach Mach gilt:

$$\sin \alpha = \frac{c}{w}.$$

Da eine Verdünnung an der freien Oberfläche als Verdichtung reflektiert wird, wiederholt sich das Spiel erst nach zwei Wellenlängen, es ist dann

$$\lambda = 2\, b\, ctg\, \alpha = 2\, b \sqrt{\frac{1}{\sin^2 \alpha} - 1}$$

$$= 2\, b \sqrt{\frac{w^2}{c^2} - 1},$$

genau wie oben. Beim kreisförmig begrenzten Strahle ist diese einfache Betrachtung deshalb nicht anwendbar, weil die sich durchkreuzenden kegelförmigen Wellen eine weniger einfache Gestalt besitzen.

Dies lässt sich übrigens auch daraus entnehmen, dass hier die Längen der einzelnen Wellen, durch deren Superposition jede mögliche Bewegung dargestellt werden kann, nicht wie beim flachen Schlitz, kommensurabel sind.

Über den Verlauf der Bewegung bei endlichen Druckunterschieden lassen sich auf Grund der Riemannschen Theorie der endlichen Verdichtungs- und Verdünnungswellen einige qualitative Aussagen machen.

Das erste Wellenkreuz in Abbildung 2 (ebene Bewegung) besteht aus Verdünnungswellen; diese werden sich in dem Masse, als sie sich von ihren Erzeugungsstellen, den Kanten der Düse, entfernen, verflachen; nach der Reflexion werden sie zu Verdichtungswellen, die nach Riemann die Eigenschaft haben, im weiteren Verlauf immer steiler zu werden. Auf Grund dieser Überlegung ist Abbildung 3 entstanden; in den

Fig. 3.

nichtschraffierten Feldern ist die Strömung ungefähr gleichförmig und geradlinig, in den schraffierten, den verbreiterten Wellen ungleichförmig und krummlinig. Von Interesse ist auch der Fall, dass in der Düsenmündung gerade Schallgeschwindigkeit herrscht (dies tritt bekanntlich immer bei verengten Düsen ein); hier werden die äusseren Unstetigkeitslinien (1 und 4) der Figur 3 senkrecht zur Strahlrichtung (da $\sin \alpha$

Fig. 4.

$= 1$ wird); wie man leicht sieht, bleiben dann von der Figur nur die doppelt schraffierten Teile übrig. Diese ergeben dann ungefähr das vorstehende Bild (Fig. 4). An den gestrichelten Linien ist das Druckgefälle und die Krümmung der Stromlinien unstetig.

Es soll nun noch untersucht werden, wie die vorstehende Theorie, die ein experimentelles Mittel abgiebt, um durch Messung der Wellenlänge die Strahlgeschwindigkeit zu bestimmen, zu den bisherigen Versuchen kommt.

R. Emden findet für permanente Gase bei konisch verengten Düsen unter den verschiedensten Verhältnissen die Wellenlänge

$$\lambda = 0{,}89\, d \sqrt{\frac{p - 1{,}9 p_1}{p_1}}$$

(p Druck vor der Düse, p_1 hinter der Düse, λ Druck im freien Strahle, d engster Düsendurchmesser). Ich habe mit $\frac{c_p}{c_v} = 1{,}41$ für meine Beziehung

$$\lambda = 1{,}307\, d_w \sqrt{\frac{w}{c_2} - 1}$$

die Umrechnung auf obige Formelgestalt vorgenommen und statt 0,89 einen Koeffizienten K erhalten, dessen Werte bei den verschiedenen Druckverhältnissen $\frac{p}{p_1}$ aus der folgenden Tabelle ersichtlich sind.

$\frac{p}{p_1}$	2	3	4	6	10	20	50	100	200
$\frac{w}{c}$	1,045	1,355	1,555	1,825	2,15	2,61	3,21	3,69	4,22
$\frac{d_w}{d_c}$	1,003	1,05	1,11	1,215	1,39	1,70	2,26	2,83	3,51
K	1,24	1,195	1,19	1,195	1,22	1,26	1,295	1,32	1,36

Für Drücke von 2 bis 12 kg/cm² und Ausströmen in die Atmosphäre würde also genügend genau

$$\lambda = 1{,}2 \sqrt{\frac{p - 1{,}9 p_1}{p_1}}$$

geschrieben werden können. Die Abweichung des Koeffizienten 1,2 von dem Emdenschen 0,89 ist zur Genüge dadurch erklärt, dass die Emdenschen Wellen, weil mit verengten Düsen erzeugt, als untere Geschwindigkeitsgrenze die Schallgeschwindigkeit haben und daher nicht als Wellen mit kleiner Amplitude angesehen werden dürfen. Der prinzipielle Unterschied ist derselbe, wie der zwischen Abbildung 3 und 4. Eine ungefähre Abschätzung, die auf die Winkel der Unstetigkeitslinien gegründet ist, ergiebt einen Koeffizienten, der dem Emdenschen sehr nahe kommt.

(Eingegangen 8. September 1904.)

Eine Methode zur Bestimmung der Reibung in Röhren bei sehr geringer Geschwindigkeit.

Von Carl Forch.

Wenn man den Reibungskoeffizient von Flüssigkeiten in mehr oder weniger engen Röhren bestimmt, pflegen die vorkommenden Geschwindigkeiten meistens recht beträchtliche Werte an-

zunehmen, da man die Druckhöhen bezw. die Gefälle ziemlich gross nehmen muss, um sie hinreichend genau messen zu können. Es sei im folgenden eine einfache Versuchsanordnung beschrieben, welche gestattet, die Druckhöhe durch Wägung zu ermitteln und es so ermöglicht mit sehr geringen Druckhöhen und dementsprechend bei verhältnismässig sehr kleinen Geschwindigkeiten der bewegten Flüssigkeitssäule doch noch brauchbare Werte des Reibungskoeffizienten zu erhalten.

Zwei flache cylindrische möglichst gleiche Glasschalen sind derart an einer passenden Wage rechts und links aufgehängt, dass sie bei arretierter Wage auf einer festen Unterlage (je drei Punkten) unverändert stehen, beim Loslassen der Arretierung aber von den Gehängen der Wage gefasst werden und gegeneinander ausbalanziert werden können. Eine über jeder Glasschale angebrachte Hilfswagschale gestattet die zum Ausgleichen nötigen Gewichte leicht aufzusetzen. Die beiden Glasschalen werden nun so mit Wasser gefüllt, dass dieses bei arretierter Wage, — wenn also die Glasschalen auf ihrer festen Unterlage stehen — in beiden möglichst gleich hoch steht. Alsdann verbindet man durch eine passend gebogene und mit Wasser gefüllte Glasröhre so die Schalen, dass eine etwa noch bestehende Differenz in der Höhe der beiden Wasserspiegel durch die Röhre, die als Heber wirkt, sich ausgleicht. Diese Verbindung muss so lange bestehen bleiben, bis sicher jede Druckdifferenz zwischen den beiden Gefässen verschwunden ist. Alsdann entfernt man den Heber und bestimmt die Gewichtsdifferenz beider Glasschalen. Giesst man hierauf in die eine Glasschale Wasser zu und wägt wieder, so kann man, wenn man noch die Oberfläche des betreffenden Wasserspiegels kennt, die Höhendifferenz berechnen. Nachdem die Wage arretiert, also beide Glasschalen wieder in ihre frühere Lage gebracht sind, wird durch den mit Wasser gefüllten Heber eine gemessene Zeit hindurch die Verbindung zwischen beiden Gefässen hergestellt. Eine dritte Wägung am Schluss ergiebt dann die übergegangene Flüssigkeitsmenge.

Die beiden benutzten Glasschalen hatten Durchmesser von etwa 16 cm. Sie hatten vor dem Versuch 24 Stunden hindurch mittels des Hebers in Verbindung gestanden. Dieser war 157,5 cm lang und hatte einen Durchmesser von 0,1892 cm. Es wurden alsdann z. B. auf die rechte Schale 20,39 gr. Wasser aufgegossen; in 740 sec flossen dann 1,27 g über; es hatte dabei während des Versuches im Mittel ein Gefälle von $0{,}000635_5$ bestanden. Bei 4 unter gleichen Verhältnissen und bei fast gleichem Gefälle angestellten Versuchen betrug die auf die Zeiteinheit und gleiches Gefälle reduzierte Wassermenge in willkürlichen Einheiten: 179_0, 179_6, 182_5 und 183_3. Bei drei weiteren Versuchsreihen war die Übereinstimmung zweimal besser, einmal gleich.

Es bedeutet im folgenden:

η den Reibungskoeffizient in g Gew. sec-/cm^2 für 18^0,

Γ das Gefälle $= \frac{\text{Höhendifferenz beider Wasserspiegel}}{\text{Länge der Röhre}}$,

v die mittlere Geschwindigkeit des bewegten Wassers in der Röhre unter der Annahme, dass der Flüssigkeitsfaden sich als ganzes mit gleicher Geschwindigkeit fortbewege; in cm/sec

Γ	η	v cm/sec
0,001558	0,0000122	0,157
$0{,}000800_4$	0,0000120	0,077
$0{,}000635_5$	0,0000119	0,065
$0{,}000294_3$	0,0000118	0,030

Abgesehen davon, dass die Anordnung nur gestattet bei Zimmertemperatur zu arbeiten, treten folgende Fehlerquellen auf. Durch das Eintauchen der Glasröhre erfolgt eine geringe Niveauänderung, welche man durch passende Anordnung beiderseits hinreichend gleich und konstant machen kann und muss. Die Verdampfung wirkt in beiden Schalen gleichmässig, nur wenn etwa diese beim Wägen in pendelnde Bewegung gekommen waren, so dass beiderseits die Randbenetzung verschieden ist, mag die Verdampfung merklich verschieden werden. Ein prinzipieller Fehler wird dadurch eingeführt, dass in der zweimal um 90^0 und einmal um 180^0 gebogenen Glasröhre durch die Änderung in der Bewegungsrichtung gleichsam eine Vergrösserung des Reibungskoeffizienten bewirkt wird. (Bei geringer Abänderung der Anordnung könnte man mit nur einer Biegung um etwa 150^0 auskommen, wenn der Heber stehend statt horizontal liegend angebracht wird.) Wenn auch die Biegungen nicht scharf sind, so wurden doch die Werte des Reibungskoeffizienten thatsächlich etwas zu gross gefunden wie die vorstehenden Zahlen zeigen; immerhin aber ergiebt sich aus ihnen, dass bei sehr geringen Geschwindigkeiten der Reibungskoeffizient nicht wesentlich andere Werte annimmt als bei sehr viel grösseren Geschwindigkeiten, z. B. bei solchen von etwa 50 cm/sec, wie sie bei den üblichen Dimensionen der sonst benutzten Apparate etwa vorkommen.

(Eingegangen 1. August 1904.)

Über die Verwendbarkeit der Methode von Königsberger zur optischen Untersuchung passiver Metallspiegel.

Von A. L. Bernoulli.

Das Studium der anormalen elektromotorischen Zustände des Chroms durch Hittorf[1]) hat den, wie es schien, längst geschlichteten Streit zwischen Faraday und Schönbein über die Ursachen der Passivität der Metalle wieder entfacht. Dadurch wurde der Physiker vor die Aufgabe gestellt, die nicht direkt wahrnehmbaren physikalischen Veränderungen eines Metallspiegels, welche sich zunächst bloss elektromotorisch verraten, auch optisch festzustellen. Daran schliesst sich weiterhin die Aufgabe, aus der Art der allenfalls beobachteten optischen Anomalien auf die physikalische Beschaffenheit der untersuchten Spiegelflächen zurückzuschliessen.

Michéli[2]) wandte eine in der Hauptsache von Jamin herrührende und von Quincke und später von Drude verbesserte Methode an. Michéli benutzte monochromatisches unter 45° Azimut gegen die reflektierende Fläche linear polarisiertes Licht. Die speziellere Form der Methode, ob Phasendifferenz und Haupt-Azimut oder direkt Haupteinfallswinkel und Hauptazimut gemessen werden, ist ohne prinzipielle Bedeutung. Wichtig ist nur, dass zwei solche optische Grössen gemessen werden, deren Kenntnis zur Berechnung aller gesuchten Konstanten der Reflexion für eine bestimmte Wellenlänge und ein bestimmte Beschaffenheit des Spiegels ausreicht. Auf die Reflexion von polychromatischem oder nicht linear polarisiertem Licht gestattet die Methode keine Anwendung.

Durch minimale Änderungen der Beschaffenheit der spiegelnden Oberfläche erleiden die zwei zu messenden Grössen beträchtliche Änderungen. Die genannte Methode, die ursprünglich bloss zur Bestimmung der optischen Konstanten stark absorbierender Medien benutzt worden war, eignet sich, wie Drude gezeigt hat, in hervorragendem Masse zum Nachweis von solchen Änderungen der spiegelnden Oberfläche, die sich der Beobachtung bei unbewaffnetem Auge durchaus entziehen. Die Methode gestattet aber nicht bloss aus einer allfälligen Änderung der Konstanten zu schliessen, dass überhaupt eine anormale Beschaffenheit der Oberfläche vorliegt, sondern durch Kombination der beobachteten Änderungen der beiden gemessenen Konstanten gestattet sie uns sichere Rückschlüsse auf die Art der Änderung der Oberfläche.

Kratzen in der Spiegeloberfläche oder Korrosion verkleinern den Haupteinfallswinkel und noch mehr das Hauptazimut.[1]) Ein Anwachsen des Hauptazimutes bei konstantem oder wenigstens sehr nahe konstantem Haupteinfallswinkel deutet auf Steigerung der Absorption ohne nennenswerte Änderung der Elliptizität der reflektierten Komponente. Ein solcher Fall wurde z. B. von Drude an nicht ganz frischen Bruchflächen des Antimonglanzes beobachtet.[2]) Wächst dagegen das Hauptazimut beträchtlich, während der Haupteinfallswinkel stark abnimmt, so müssen wir mit Drude schliessen, dass eine Deckschicht aus undurchsichtigem Material vorliegt.

Im Gegensatz zu Michéli messen W. J. Müller und J. Königsberger[3]) die Änderung des totalen Reflexionsvermögens bei weissem linear polarisiertem Licht. Die Methode verzichtet also von vornherein auf die Bestimmung der optischen Konstanten für eine bestimmte Wellenlänge, kann also auch nicht die Änderungen von physikalisch-definierten optischen Konstanten messend verfolgen. Wie zu erwarten, haben die genannten Forscher trotz der an und für sich vorzüglich ausgearbeiteten Methode von Königsberger keine solchen Änderungen für den passiven Zustand gegenüber dem aktiven gefunden, die die Beobachtungsfehler überschritten hätten. Weiterhin spricht gegen die Brauchbarkeit der Methode von Königsberger, dass sie auf alle Fälle nur zur Konstatierung einer Schicht dienen kann. Ob die Änderung der Absorption des weissen Lichtes durch eine Deckschicht bewirkt wird, ob diese durchsichtig oder undurchsichtig ist, oder ob die beobachtete anormale Absorption überhaupt bloss von der Korrosion der Oberfläche und den dadurch auftretenden Beugungserscheinungen herrührt, auf alle diese Fragen bleibt uns die Methode von Königsberger im Gegensatz zu der von Drude jede Antwort schuldig.

Ein weiterer wichtiger Einwand ergiebt sich aus der Theorie der Reflexion. Voigt[4]) und noch spezieller Drude[5]) haben gezeigt, dass die Formeln, welche das Verhältnis der Intensität der reflektierten zur einfallenden Komponente des Lichtes angeben, doch richtig bleiben, wenn wir statt der absoluten Werte der beiden gemessenen optischen Konstanten beliebige, durch Oberflächenschichten modifizierte Werte-

1) Hittorf, Zeitschr. f. phys. Chem. **25**, 729; **30**, 481 und **34**, 385.

2) Michéli, Archiv des sciences physiques et naturelles. Genf **10**, 122, 1900.

1) Wied. Ann. **39**, 492, 1890.

2) Wied. Ann. **36**, 889, 1889.

3) Diese Zeitschr. **5**, 413, 1904.

4) Voigt, Wied. Ann. **31**, 329, 1887.

5) Drude, Wied. Ann. **36**, 885, 1889.

paare der zu bestimmenden Konstanten einsetzen. Es kann somit sehr wohl eine beträchtliche Schicht vorhanden sein, welche nach der Methode von Königsberger unmöglich gefunden werden kann, selbst wenn man statt des weissen Lichtes monochromatisches benutzt.

(Eingegangen 30. August 1904.)

BERICHTE ÜBER WISSENSCHAFTLICHE VERSAMMLUNGEN.

74. Versammlung der British Association for the Advancement of Science.

Vom 17. bis 24. August 1904 tagte in Cambridge die britische Naturforscherversammlung. Eine aussergewöhnlich grosse Zahl von Teilnehmern aus England sowohl, als auch vom Ausland, besonders aus Deutschland, hatte sich hierzu eingefunden.

Eröffnet wurde die Tagung am Abend des 17. August durch einen Vortrag des diesjährigen Vorsitzenden, des englischen Ministerpräsidenten Arthur J. Balfour. Er hatte sich „Gedanken, veranlasst durch die neue Theorie der Materie" als Thema gewählt, und suchte sich in seinen Ausführungen „in der Nähe der Grenze zu halten, die Physik und Philosophie trennt". In formvollendeter Rede legte er dar, wie sich seit dem Ende des 18. Jahrhunderts unsere Ansichten über die Materie geändert haben, wie damals das allgemeine Streben nach einer mechanischen Welterklärung ging, wie die Bedeutung der Elektrizität und des Magnetismus in den physikalischen Theorien immer mehr hervortrat, und wie die heutige Entwicklung dazu dränge, alle Materie als elektrischer Natur zu betrachten. Herr Balfour, der das letzte Ziel der Forschung nicht in der blossen Auffindung des gesetzmässigen Zusammenhanges der verschiedenen Phänomene sieht, schloss seine philosophischen Betrachtungen über die erwähnten Wandlungen und Ergebnisse physikalischer Forschung mit dem Resultate, dass, je erfolgreicher wir in der Erklärung der physikalischen Erscheinungen sind, desto mehr Zweifel entstehen an der Wahrheit unserer Theorien.

Am 18. August begannen die Sektionssitzungen, die dann am 19., 22., 23. und 24. August fortgesetzt wurden. Die mathematisch-physikalische Sektion war in eine mathematische und eine physikalische Abteilung geteilt und von letzterer wiederholt die Unterabteilung für kosmische Physik und Astronomie abgetrennt. Der 20. August war zur Veranstaltung einer Reihe Exkursionen nach interessanten Orten Ost-Englands ausersehen, während an den anderen Tagen die verschiedenen Würdenträger in Cambridge sowie mehrere Colleges durch Veranstaltung von Garden- und Evening-Parties in gastfreundlichster Weise für die Unterhaltung der Teilnehmer sorgten.

Die Sitzungen der mathematisch-physikalischen Sektion wurden durch einen Vortrag des Sektionspräsidenten, Herrn Professor Horace Lamb (Manchester) eröffnet, der anknüpfend an die Bedeutung, die Stokes für die Entwicklung der mathematisch-physikalischen Wissenschaften zukommt, die Wichtigkeit enger Beziehungen der mathematischen Physik mit dem Experiment hervorhob, und auch für den reinen Mathematiker eine eingehendere Beschäftigung mit den Naturwissenschaften als wünschenswert bezeichnete.

In einem Vortrag über „Strahlung im Sonnensystem" gab Herr Prof. J. H. Poynting eine fesselnde Darstellung der durch Versuch und Theorie gewonnenen Resultate betreffs der Wärmestrahlung der Sonne und der übrigen Himmelskörper, ihrer Temperatur und ihres Strahlungsdruckes und der aus diesen Thatsachen sich ergebenden Folgerungen.

Eine Ausstellung physikalischer Apparate und mathematischer Modelle war im grossen Praktikumsraum des Cavendish-Laboratoriums veranstaltet.

Von den in den Sektionen gehaltenen Vorträgen seien die folgenden hervorgehoben.

W. Wien (Würzburg): Experimente zur Entscheidung der Frage, ob sich der Äther mit der Erde bewegt oder nicht.

Nachdem sich alle bisherigen Anordnungen zur Entscheidung dieser Frage als nicht stichhaltig erwiesen haben, macht Herr Wien darauf aufmerksam, dass man Aufschluss über dieselbe erhalten könnte durch direkte Vergleichung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in Richtung der Erdbewegung mit derjenigen in der entgegengesetzten Richtung, unter Anwendung der folgenden schematischen Anordnung; ob indessen mit den heutigen Mitteln die nötige Genauigkeit erreicht werden kann, will Herr Wien dahingestellt sein lassen.

Die von zwei Lichtquellen L_1, L_2 ausgehenden Strahlen werden durch die beiden Spiegel S_1 und S_2 nach den Skalen A_2 und A_1 reflektiert. Die beiden Systeme (1) und (2) liegen in grosser Entfernung voneinander in Richtung der Erdbewegung. Werden dann die Spiegel S_1 und S_2 in genau synchrone Rotation versetzt, so werden die Bilder auf den Skalen A_1 und A_2

Fig. 1.

abgelenkt und zwar ist die Ablenkung proportional der Zeit, die das Licht zum Durchlaufen des Weges $S_1 S_2$ bezw. $S_2 S_1$ braucht, also proportional zu

$$\frac{c+v}{c-v},$$

wo c die Lichtgeschwindigkeit und v die relative Geschwindigkeit des Äthers gegen die Erde ist

$\left[\frac{v}{c} = \frac{1}{10000}\right.$, wenn der Äther relativ zum Sonnensystem ruht$\left.\right]$.

J. H. Poynting, Über die Tangentialkraft, die durch den schiefen Auffall von Licht auf eine Fläche hervorgerufen wird.

Auf eine Fläche schief auffallendes Licht übt, abgesehen von dem Druck normal zur Fläche, eine Kraft parallel zur Fläche aus von der Grösse $\frac{E}{2}(1-\mu)\sin 2\alpha$ [E = Energiedichte des einfallenden Lichtes, μ = reflektierter Bruchteil des einfallenden Lichtes, α = Einfallswinkel]. Herr Poynting hat unter Mitwirkung von Herrn Guy-Barlow diese Tangentialkraft unter Benutzung der nachstehend skizzierten Anordnung gemessen.

Fig. 2.

Empfindlichkeit: 1 mm der Skala entsprechen einer parallel der Fläche wirkenden Kraft $0{,}483 \cdot 10^{-6}$ Dynen.

Der Apparat befand sich in einem Messinggehäuse mit Glasseiten, das auf ca. 1 cm Druck ausgepumpt war.

Wenn das Licht auf die schwarze Fläche unter einem Winkel von 45^0 fiel, ergab sich eine Ablenkung entsprechend einem Werte von $E = 5{,}8 \cdot 10^{-6}$ Dynen, wobei $\mu = 0$ angenommen wurde. E wurde sodann durch Messung der Temperaturerhöhung einer Silberplatte, auf welche man denselben Strahl fallen liess, direkt bestimmt und ergab sich zu $6{,}5 \cdot 10^{-6}$ Dynen.

M. Abraham (Göttingen): Die Rückwirkung der Strahlung auf ein bewegtes Elektron.

Der Ausdruck für die Grösse dieser rückwirkenden Kraft wurde für den allgemeinen Fall gegeben und dann auf den praktisch wichtigsten Fall der Bewegung des Elektrons längs einer Schraubenlinie durch Zerlegung in eine parallel der Achse der Schraubenlinie und in eine längs eines Kreises wirkende Kraftkomponente angewendet.

R. W. Wood (Baltimore): Quantitative Bestimmung der anomalen Dispersion des Natriumdampfes.

Es wurden einige interessante Experimente mit Natriumdampf gezeigt. Bringt man etwas Natrium auf den Boden eines mit Wasserstoff gefüllten Kölbchens und erhitzt das Natriumstückchen, so erhebt sich darüber Dampf in Form eines Tropfens, der — bei gewöhnlichem Licht gänzlich unsichtbar — im durchfallenden Natriumlicht vollkommen dunkel erscheint; dreht man das Kölbchen, so dass das Natrium an der oberen Glaswand hängt, so bleibt auch der Dampfballen oben hängen; es macht den Eindruck, als ob der Natriumdampf sich wie eine Flüssigkeit mit Oberflächenspannung verhielte. Erhitzt man in einem evakuierten horizontalen Glasrohr, dessen beide Seiten mit ebenen Glasplatten verschlossen sind, eine Anzahl Natriumstückchen durch untergestellte Brenner, so wirken die sich entwickelnden Dämpfe wie ein Prisma mit horizontaler Kante und es lässt sich sehr schön die anomale Dispersion nach der Methode der gekreuzten Prismen beobachten. Durch Anwendung eines mit homogenem Natriumdampf gefüllten Glasrohres endlich gelang es Herrn Wood, nach der Interferenzmethode den Brechungsexponenten des Natriumdampfes für verschiedene Wellenlängen zu bestimmen.

R. W. Wood, Neue Verbesserungen in der Farbenphotographie nach der Beugungsmethode.

Einige von Herrn Wood ausgestellte Farbenphotographien illustrierten die interessante, von Herrn Wood vor mehreren Jahren angegebene Methode, während ein Bild durch eine Kombination des Beugungsprozesses mit dem Jollyschen Prozess hergestellt war.

H. Rubens (Charlottenburg): Über Reststrahlen und die optischen Eigenschaften der Metalle.

Der Vortragende und Herr Hagen haben ihre bekannten Versuche neuerdings auf Metalllegierungen ausgedehnt, bei denen die Verhältnisse für die Untersuchung wesentlich günstiger liegen als bei den reinen Metallen. Sie fanden eine vollkommene Bestätigung der Maxwellschen Formel

$$100 - R = \frac{2\sqrt{\frac{10^{13}}{v}}}{\sqrt{k \cdot \lambda}}.$$

Als ein wichtiges Resultat der Arbeiten der beiden Forscher ergiebt sich, dass es jetzt möglich ist, eine Bestimmung des Ohm auf rein optischem Wege anzustellen. Aus dem Mittelwert ihrer Versuche leitet sich die Grösse des Ω ab zu 1,05 m Quecksilber von 0^0 und 1 mm^2 Querschnitt, und diese Bestimmung könnte noch wesentlich verbessert werden, wenn die Wellenlängen der Strahlen genauer bestimmt würden.

In der anschliessenden Diskussion wies Lord Kelvin auf die grosse Bedeutung dieser Versuche hin, welche ergeben haben, dass dieselben Gesetze, die für die Schwingung eines Magnetpols mit einer Schwingungsdauer von 1 Sek. gelten, ihre Gültigkeit behalten für Schwingungen, die fünf Billionen mal schneller erfolgen.

O. Lummer (Charlottenburg), Über die Trennung der feinsten Spektrallinien.

An Hand eines Vergleiches erläuterte der Vortragende in anschaulicher Weise, dass es zur Auflösung feinster Spektrallinien nötig ist, die Gangunterschiede zu benutzen, die zwischen zwei Strahlen nahezu gleicher Wellenlänge nach der Durchlaufung eines langen Weges eintreten, und besprach daran anschliessend die von ihm konstruierten Apparate, die bisher die stärkste Auflösung der Quecksilberlinien ergeben haben. Die Apparate wurden von Herrn Lummer in Thätigkeit vorgeführt.

H. Kayser (Bonn): Normalen der Wellenlängen.

Durch Michelson und Perot und Fabry ist nachgewiesen, dass die Rowlandschen Wellenlängentabellen fehlerhaft sind. Würden die Fehler nur davon herrühren, dass Rowland die Fraunhoferschen Linien und die entsprechenden Linien des Bogenspektrums in der Annahme ihrer Identität gemischt benutzte, so liesse sich nach seiner Methode, der Koinzidenzmethode, ein fehlerfreies System herstellen. Indessen wurde von Michelson gezeigt und von Herrn Kayser durch Messung an zwei grossen Rowlandschen Gittern bestätigt, dass Teilungsfehler möglich sind, die bewirken, dass eine Linie zweiter Ordnung von der Wellenlänge $\frac{\lambda}{2}$ nicht an derselben Stelle durch das Konkavgitter entworfen wird, wie die Linie λ erster Ordnung; hierdurch ist die Unbrauchbarkeit der Gitter für absolute Bestimmungen sowohl, wie für relative nach der Koinzidenzmethode erwiesen und ihre Anwendbarkeit auf Interpolationszwecke beschränkt.

Ein neues System von Normalen kann daher nur dadurch geschaffen werden, dass eine grössere Anzahl von Linien (etwa 50) mit einem Interferometer absolut bestimmt werden, eine Aufgabe, die zweckmässig von verschiedenen Beobachtern in Angriff zu nehmen wäre. Durch Interpolation lassen sich dann andere Linien auf einige Tausendstel einer Ångströmschen Einheit genau erhalten. Durch Rechnung nach den bisherigen Beobachtungen, entsprechend dem Vorschlag Herrn Hartmanns in Potsdam, eine Korrektionstabelle herzustellen, ist nicht möglich.

Sir W. Ramsay, Änderungen, hervorgerufen durch β-Strahlen.

Nach Beobachtungen des Vortragenden und des Herrn W. T. Cooke wurden Glasgefässe durch die von einem verschlossenen Gefäss ausgehende Strahlung einer Radiumbromidlösung je nach der Zusammensetzung des Glases verschieden gefärbt und auf der Oberfläche eine radioaktive Substanz erzeugt (vergl. Nature 70, 341, 1904).

Diskussion über N-Strahlen.

Herr Lummer führte aus, dass er ursprünglich nicht beabsichtigt habe, auf diesen Gegenstand noch einmal zurückzukommen; die offizielle Anerkennung jedoch, die Herrn Blondlots Experimente durch Verleihung eines der grossen Preise der französischen Akademie gefunden haben, habe ihn bestimmt, der Aufforderung, diese Diskussion zu eröffnen, Folge zu leisten. Trotz vieler Bemühungen ist es dem Vortragenden und Herrn Rubens nicht gelungen, auch nur das leiseste Anzeichen eines Effektes der N-Strahlen zu beobachten. Inzwischen habe Herr Blondlot die bekannten Photographien veröffentlicht, die die Wirkung der N-Strahlen auf eine kleine Funkenstrecke zur Darstellung bringen sollen. Es liege nahe, den von Herrn Blondlot erhaltenen photographischen Effekt der Kapazitätsänderung durch Verschiebung des Bleischirmes zuzuschreiben; indessen sei es dem Vortragenden und Herrn Rubens überhaupt nicht gelungen, mit der Blondlotschen Anordnung die verschiedene photographische Wirkung zu erhalten, auch alle anderen Versuche, die Wirkung der N-Strahlen photographisch festzustellen, haben fehlgeschlagen. Eine Untersuchung, wieviel die Helligkeit eines schwach

leuchtenden kleinen Schirmes geändert werden muss, damit die Änderung dem Auge bemerkbar wird, habe ergeben, dass die Änderung mindestens 30—40 Proz. betragen muss. Der Vortragende führte dann noch ein Experiment an, das zeigt, wie leicht im Dunkeln physiologische Wirkungen eintreten, die ein scheinbares Heller- oder Dunklerwerden schwach leuchtender Flächen zur Folge haben. Herr Lummer schloss seine Ausführungen damit, dass seiner Überzeugung nach alles, was in Bezug auf N-Strahlen thatsächlich beobachtet worden ist, auf physiologischen Wirkungen im Auge beruhe.

Eine Anfrage ergab, dass zwar viele der Anwesenden versucht haben, die Blondlotschen Experimente zu wiederholen, dass dies aber niemandem gelungen ist. Ein Experiment, das Herr W. A. D. Rudge anführte, und das darin besteht, ein lumineszierendes Papier im Dunkeln vor das geschlossene Auge zu halten und mit einem Gegenstand zu berühren, worauf ein deutliches Dunklerwerden eintreten soll, ist nach Herrn Lummer als ein physiologischer Effekt zu erklären und hat, wie Herr Rubens bemerkt, jedenfalls nichts mit N-Strahlen zu thun, da einerseits Berührung des Papiers für den Effekt notwendig ist, andererseits der berührende Gegenstand keine der von Herrn Blondlot angeführten Quellen von N-Strahlen zu sein braucht.

Herr J. B. Burke berichtet über seine negativen Resultate bezüglich der N-Strahlen und erwähnt ebenfalls Experimente, die zeigen, wie leicht man in diesen Versuchen Täuschungen unterworfen ist; bei der Wellenlängenbestimmung des Herrn Blondlot, berechne sich aus den von diesem angegebenen Zahlen eine so geringe Intensität ($^1/_{8000}$) in den Interferenzstreifen, dass eine allenfallsige Wirkung der N-Strahlen der Beobachtung entgehen würde.

A. Schuster (Manchester): Über die Ionisierung der Atmosphäre.

Herr Schuster führte zunächst aus, dass der Ionengehalt von 2 Faktoren abhängt, von der Anzahl der pro Sek. erzeugten Ionen und von dem Betrag der Wiedervereinigung, und dass man diese beiden Faktoren einzeln kennen müsse. Es sei daher ausser der Ionisierung auch noch die Konstante der Wiedervereinigung zu bestimmen. Der von Herrn Schuster konstruierte Apparat ist im wesentlichen der von Herrn Ebert angegebene, unter Anbringung einiger Verbesserungen. Zur Bestimmung der Wiedervereinigungskonstante setzt Herr Schuster vor das Aspirationsrohr ein längeres Blechrohr, in das nacheinander an zwei vom Elektroskop verschieden weit entfernten Stellen ein schwaches Radiumpräparat eingebracht wird. Aus dem Unterschied der Elektroskopangaben in beiden Fällen erhält man dann die Konstante der Wiedervereinigung. Diese Konstante variiere oft ausserordentlich rasch und der Vortragende glaubt daher, dass wir in unserer Erkenntnis nicht wesentlich weiterkommen werden, solange wir nicht selbstregistrierende Apparate haben. Ausserdem wurde auf die Veränderlichkeit des normalen Elektrizitätsverlustes hingewiesen, der sich oft auf das 5—6fache steigert, wenn man das Elektroskop aus dem Zimmer in den Sonnenschein bringt; diese Veränderlichkeit könnte durch die Annahme sehr langsam beweglicher Ionen erklärt werden, die nur durch Konvektionsströme zur Wirkung kämen.

Herr Geitel bemerkte hierzu, dass er die Anwendung von Radium in dem Apparate wegen der drohenden Infektion für gefährlich halte.

Herr Elster wies auf die Beziehung hin, die in Kellern und Höhlen zwischen der Leitfähigkeit und der Anwesenheit von radioaktiven Stoffen gefunden wurde. In grosser Höhe finde man in offener Luft oft ausserordentlich grosse Mengen radioaktiver Emanation.

Bezüglich des Bedenkens des Herrn Geitel erwiderte Herr Schuster, dass er die Gefahr bei Anwendung des Radiums in einem verschlossenen Glasrohr nicht für allzu gross halte.

Diskussion über Radioaktivität gewöhnlicher Materie.

Herr J. J. Thomson eröffnete diese Diskussion. Er betonte zunächst die Schwierigkeit derartiger Untersuchungen, die durch die fast überall vorhandene Anwesenheit der bekannten radioaktiven Stoffe, vor allem des Radiums, bedingt sei. Die einzige Möglichkeit, die Frage zu ergründen, bestehe in der sorgfältigen Messung der von den einzelnen Materialien ausgegebenen Strahlungen; auch dann bleibe aber noch die Frage offen, ob die bei gewöhnlicher Materie beobachtete Radioaktivität nicht eine sekundäre Erscheinung ist, hervorgerufen durch eine überall vorhandene sehr durchdringende Strahlung. Herr Mc. Lennan und Herr Strutt haben gleichzeitig gefunden, dass die Ionisierung in einem Gefäss vom Material der Wände abhängt. Ein Teil der Wirkung der Wände bestehe in der Aufhaltung der von aussen kommenden Strahlung. Nach Rutherford und Cooke bewirke jedoch eine halbe Tonne Blei keine stärkere Verminderung der Ionisierung als eine 5 cm dicke Bleischicht. Nach den Versuchen des Herrn Cooke sei die Schirmwirkung einer Bleiplatte gegenüber der Strahlung vom Himmel die gleiche wie die gegenüber der Strahlung von der Erde, ein Resultat, das von Herrn A. Wood im Cavendish-Laboratorium bestätigt wurde. Herr A. Wood habe ferner festgestellt, dass die maximale Verminderung der Ionisierung bei Anwendung verschiedener

Metalle verschieden ausfalle. Versuche des Herrn Campbell im Cavendish-Laboratorium über die Abhängigkeit des Sättigungsstromes von der Grösse des Gefässes führten zu dem Schluss, dass ausser einer durch das ganze Volumen gleichmässig verteilten ionisierenden Wirkung in der Nähe der Wände eine verstärkte solche Wirkung vorhanden sein müsse und zwar zeigte sich letztere abhängig vom Material der Wände; weitere Versuche des Herrn Campbell haben ergeben, dass die Wirkung eines Metalles auf die Ionisierung eines daneben befindlichen durch Aluminiumfolie abgeschlossenen Luftvolumens für verschiedene Metalle verschieden ist. Wollte man diese Effekte durch Verunreinigungen erklären, so müsste man die Annahme einer sekundären Strahlung, hervorgerufen durch die primäre Strahlung von im Metall enthaltenen Radium, machen, doch glaubt Herr Thomson die Annahme einer spezifischen Strahlung der Metalle aus dem Umstand folgern zu müssen, dass die von Herrn A. Wood für verschiedene Metalle beobachteten Ionisierungsstärken mit den von Herrn Strutt gefundenen nahezu übereinstimmen. Nach Versuchen des Herrn Mc. Lennan geben die Metalle auch spezifische Emanationen aus.

Herr Geitel glaubt, dass noch weitere Experimente nötig seien, um zu zeigen, ob wirklich alle Materie radioaktiv sei; in der Atmosphäre seien bisher nur die Emanationen von Radium und Thorium gefunden worden.

Herr Schuster fragte, ob man nicht eine ausserordentlich starke Strahlung von der Gesamtmasse der Erde erwarten müsste, wenn thatsächlich eine so durchdringende Strahlung bestehe. Er erwähnte ferner noch die Möglichkeit von Strahlungen, die der Ionisierung entgegenwirken; es sei sehr merkwürdig, dass nach den Versuchen des Herrn Cooke eine Bleiplatte über dem Ionisierungsgefäss dieselbe Verminderung der Ionisierung bewirke wie unter diesem.

Herr W. Wien machte darauf aufmerksam, dass man 2 Arten radioaktiver Strahlungen unterscheiden müsse: Bekanntlich sende jeder Körper bei hoher Temperatur eine negative Strahlung aus; in geringerem Grade werde dies auch bei niederer Temperatur der Fall sein; diese Strahlung müsste dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik gehorchen. Davon zu unterscheiden sei die Strahlung, die von den verschiedenen bekannten radioaktiven Substanzen ausgegeben werde, und die nichts mit dem zweiten Hauptsatz zu thun habe.

Herr O. Lodge folgerte gleich Herrn Thomson aus den charakteristischen Kurven, die die radioaktiven Eigenschaften der verschiedenen Metalle darstellen, dass wir es nicht mit Radiumverunreinigungen zu thun haben, sondern mit thatsächlicher Radioaktivität gewöhnlicher Materie. In diesem Fall sei dann alle Materie nur in Übergangsformen vorhanden.

In dem Schlusswort bemerkte Herr J. J. Thomson bezüglich der obigen Äusserung des Herrn Schuster, dass es sich nur um relativ durchdringende Strahlungen handle, und dass man daher keine uneingeschränkte Summierung der Strahlung von allen Teilen der Erde anzunehmen habe.

Lord Kelvin, Über eine Kombination von Atomen, die die Eigenschaften von Polonium und Radium zeigen würde.

Der Vortragende stimmt der jetzt herrschenden Ansicht bei, dass die in Erscheinung tretende Energie der radioaktiven Stoffe aus einem inneren Energievorrat stamme, glaubt jedoch, dass man die Radioaktivitätseigenschaften, positive und negative Strahlungen auszusenden, ohne Annahme eines Zerfalls der Atome in folgender Weise erklären könne. Zwei kugelförmige Atome (Fig. 3a) haben jedes eine Ladung,

a b

Fig. 3.

die ein wenig kleiner ist als $4e$; zwischen beiden ein Elektron ($-e$). Ein solches System ist stabil, aber sehr nahe der Instabilität. Wird aus irgendeiner zufälligen Ursache die Entfernung des einen Atoms etwas vergrössert, so wird es unter Entwicklung einer Energiemenge von $6e^2/r$ abgestossen. Man braucht nur den Radius r der Atome der radioaktiven Elemente entsprechend klein anzunehmen, um die beobachtete grosse Energieentwicklung zu erklären. In analoger Weise lässt sich die Ausstossung negativer Teilchen nach dem Schema b (Fig.) erklären. Allerdings vermag diese Theorie keine Rechenschaft zu geben über die Unabhängigkeit der Radioaktivität von der Temperatur und über die Erscheinung der Emanation.

H. A. Wilson, Elektrische Leitfähigkeit von Flammen.

Herr Wilson hat neuerdings genaue Messungen an einer besonders konstruierten Gasflamme ausgeführt. Der Brenner bestand aus einem horizontalen Quarzrohr von ca. 25 cm Länge mit einer grossen Anzahl feiner Löcher entlang der oberen Mittellinie, aus denen das Gas-Luftgemisch in Form einer langen flachen Flamme von nahezu rechtwinkliger Begrenzung und ca. 3—4 cm Höhe brannte. Aus den Messungen leitete er die Beziehung zwischen Elektrodenspannung V und Stromstärke i in der Form ab:

$V = Ai^2 + Bi^2 + C \cdot d \cdot i$, wo A, B, C Konstante und d die Elektrodenentfernung ist. Hieraus schloss der Vortragende, dass der Strom weit vom Sättigungszustand entfernt und praktisch vollständig einer Volumenionisation zuzuschreiben ist.

O. W. Richardson, Elektrische Eigenschaften heisser Körper.

Im Anschluss an seine Untersuchungen über die Aussendung negativer Ionen durch heisse Körper hat der Vortragende die Aussendung von positiven Ionen untersucht. Im allgemeinen ist diese mit der Zeit veränderlich; unter Bedingungen jedoch, wo dies nicht merklich der Fall ist (bei relativ niedriger Temperatur), wird der Betrag der ausgesandten positiven Elektrizität durch einen Ausdruck derselben Form

$$(A \cdot \Theta^{1/2} e^{-b/\Theta})$$

gegeben, wie der die Abgabe negativer Elektrizität darstellende.

J. A. Fleming, Elektrische Wellen längs Drahtspulen und eine Anwendung derselben zur Messung der bei der drahtlosen Telegraphie benutzten Wellenlängen.

Eine lange Ebonitstange ist mit einer Lage seidenumsponnenen Drahtes umwickelt; darauf schleift ein zur Erde abgeleiteter, stanniolgefütterter Metallsattel. Das eine Ende der Spule ist mit einer isolierten Metallplatte versehen, der eine zweite Metallplatte gegenübersteht, welch letztere mit dem Oszillationsstromkreis verbunden ist. Man verschiebt den Sattel so lange, bis eine Neon-Röhre in der Mitte zwischen Sattel und Platte einen Knoten anzeigt. Aus der so gemessenen Wellenlänge und den Konstanten der Drahtspule lässt sich dann die Schwingungsdauer berechnen.

Cambridge, August 1904.

A. Bestelmeyer.

(Eingegangen 1. September 1904.)

BESPRECHUNGEN.

F. Dessauer und B. Wiesner, Rückblick auf die Entwicklung der Röntgentechnik. gr. 8. 20 S. Wiesbaden, O. Nemnich. 1904. M. —,80.

Der vorliegende Artikel ist ein Separatabdruck des ersten Kapitels eines im Erscheinen begriffenen Werkes: Kompendium der Röntgenographie, das von den Verfassern herausgegeben wird. Auf wenigen Seiten findet man in der vorliegenden Broschüre den historischen Entwickelungsgang der Technik und Praxis in der Anwendung der Röntgenstrahlen dargestellt. Wenngleich die Behandlung des Gegenstandes, da die Verfasser selbst stark Partei sind, nicht als eine unparteiische gelten darf, wenngleich der Ton sogar zum grossen Teile ein reichlich polemischer genannt werden muss, so dürfte der Inhalt doch die Leser der Zeitschrift lebhaft interessieren. Dem Kompendium selbst aber dürfte es zum Vorteil gereichen, wenn die polemische Behandlungsweise des Stoffes nicht über das erste Kapitel hinausreichte.

E. Bose.

Briefkasten.

Bemerkung zu der Arbeit von Blaas und Czermak!

Es ist zwar üblich, Prioritätsansprüche nur für die eigene Person geltend zu machen. In dem hier vorliegenden Falle handelt es sich um die Arbeit eines Verstorbenen, dem ich im letzten Jahre seines Lebens näher getreten bin. Es mag dies als Begründung für die hier beliebte Abweichung von dem sonstigen Gebrauch dienen.

Die von den Herren J. Blaas und P. Czermak in dieser Zeitschrift **5**, 363, 1904 beschriebene Wirkung unbelichteter Zinkplatten auf die photographische Platte ist bereits 1898 von dem 1901 verstorbenen Herrn Max Maier in einem Aufsatz: „Versuche über die Einwirkung von Zink und Quecksilber auf die lichtempfindliche photographische Platte" (Natur und Offenbarung **44**, 223, 1898) publiziert worden. Der Weg, welcher damals zur Entdeckung der Erscheinung führte, war fast derselbe, der die Versuche des Herrn Blaas veranlasste: es sollte die photographische Wirkung von Leuchtfarben studiert werden, wobei zwischengelegte Zinkscheiben durch diese abgebildet werden sollten. Es heisst dort: „Die Leuchtschirme waren vor dem Versuche den Sonnenstrahlen ausgesetzt worden, so dass sie in der photographischen Dunkelkammer eine wunderschöne blaue Phosphoreszenz zeigten. Nach 5 Tagen wurden die photographischen Platten nach Entfernung der Zinkstücke und Leuchtschirme entwickelt. Da zeigte sich nur auf jenen Platten eine Einwirkung, auf welchen ein rechteckiges Zinkstück gelegen hatte. Der Einfluss erstreckte sich jedesmal auf das ganze Zinkstück . . . . Auf allen jenen Platten, auf welchen nur Balmainsche Leuchtschirme gelegen hatten, zeigte sich nicht die mindeste Einwirkung." Ebenso wirkten: Quecksilber, Pech, Benzol und schwarzes Papier. Bezüglich der Absorption dieser photochemischen Wirkung heisst es weiter: „Jede Einwirkung unterblieb, wenn ich zwischen die lichtempfindliche Trockenplatte und den zu untersuchenden festen oder flüssigen Körper eine Glastafel brachte."

Kurze Referate des betr. Aufsatzes finden sich: Beibl. **22**, 914, 1898 sowie Fortschr. **54**, 146, 1898.

Dr. Carl Forch.

Darmstadt, 30. Aug. 1904.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es wurde berufen: Der a. o. Professor der theoretischen Physik und physikalischen Chemie an der Erlanger Universität, Dr. G. C. Schmidt als o. Professor an die Universität Königsberg.

Es erhielten den Titel Professor: Die ständigen Mitarbeiter beim Meteorologischen Institut Dr. K. Kassner und Dr. J. Edler in Berlin.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1904/05.

Technische Hochschule Aachen.

Wüllner: Experimentalphysik I, 6; Physik in mathematischer und experimenteller Behandlungsweise (ausgewählte Teile), 3; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Hagenbach und v. Pirani). — **Hagenbach**: Mechanische Wärmetheorie, 2; Physikalische Technik, 2; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kurs, 2; Physikalische Chemie, 2. — **Hamacher**: Praktische Telegraphie und Fernsprechwesen 2. — **Polis**: Meteorologie, 2; Meteorologische Technik, 1; Übungen im meteorologischen Observatorium; Ausgewählte Kapitel aus der Meteorologie, 1. — **Grotrian**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 5; Theoretische Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Praktikum. — **Rasch**: Elektrische Arbeitsübertragung, 2; Entwerfen von Dynamomaschinen und Transformatoren, 3; Elektrische Konstruktionsübungen, 2. — **Finzi**: Elektrische Leitungen, 1; Übungen in Berechnungen elektrischer Leitungen, 1. — **Herrmann**: Mechanische Technologie I, 3; Fabrikanlagen und Arbeitsmaschinen, 2, Zeichnen 2. — **Weber**: Mechanische Technologie II, 4. — **Junkers**: Arbeiten im maschinentechnischen Laboratorium I und II, 1. — **Köchy**: Lokomotivbau II, 2; Eisenbahnmaschinenbau, 2, Zeichnen 1; Maschinenelemente, 4, Übungen im Entwerfen, 5. — **Obergethmann**: Maschinenbau, 6, Übungen im Entwerfen, 6; Maschinenkonstruieren, 6. — **Pinzger**: Theoretische Maschinenlehre II, 6; Kinematik, 2. — **Lutz**: Maschinenzeichnen 1, Übungen 2; Maschinenskizzieren, 2; Kleinkraftmaschinen, 2; Enzyklopädische Maschinenlehre, 4, Übungen 2; Heizung und Lüftung der Gebäude, 2. —

Bredt: Chemie des Benzols und des Pyridins, 3; Organisches Praktikum (mit Levy); Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der organischen Chemie. — **Classen**: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 6; Massanalyse, 1; Experimentalchemie, enzyklopädischer Kurs, 2; Anorganisches Praktikum (mit Clören, Fischer, Hinrichsen und Köster); Elektrochemisches Praktikum. — **Rau**: Chemische Technologie, 4; Entwerfen von chemischen Fabrikanlagen, 4; Chemisch-technisches Praktikum (mit Strutz und Hahn); Warenkunde III: Mineralreich, 2. — **Kapff**: Färberei und Textilchemie, 2. — **Hinrichsen**: Flüssige und feste Lösungen, 1; Chemische Tagesfragen, 1. — **Stegemann**: Spreng- und Zündmittel, 1. —

Jürgens: Höhere Mathematik II, 3, Übungen, 1; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Kaufmännisches Rechnen, 2; Versicherungsmathematik, 2. — **Kötter**: Darstellende Geometrie, 4, Zeichnen, 4; Graphische Statik, 3, Zeichnen, 2. — **N. N.**: Höhere Mathematik I, 8 bezw. 4, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 2. — **Sommerfeld**: Mechanik I, 5, II, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Mechanik, für Vorgeschrittenere, 2 *g*. — **Haussmann**: Markscheiden und Feldmessen, 4, Übungen, 1/2 Tag; Markscheiderische Zeichen- und Rechenübungen, 2; Ausgleichungsrechnung, 2, Übungen, 1; Markscheiderisches Seminar, 2; Enzyklopädie der Markscheidekunde, 2; Sphärische Trigonometrie, 1, Übungen, 2. — **Schumann**: Praktische Geometrie I, 3, Übungen, 2, II, 2; Geodätisches Praktikum I, 2; Planzeichnen und Geodätisches Praktikum II, 4; Ausgewählte Kapitel der Geodäsie, 1 *g*; Eisenbahntracieren, 2. —

Universität Basel.

Hagenbach-Bischoff: Experimentalphysik II: Licht, Wärme und Elektrizität, 6, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*. — **VonderMühll**: Analytische Mechanik, 4; Ein Kapitel der mathematischen Physik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 2 *g*. — **Veillon**: Interferenzerscheinungen des Lichts, 2 *g*. —

Piccard: Liest nicht. — **Nietzki**: Chemisches Vollpraktikum, tägl.; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2 1/2. — **Kahlbaum**: Ausgewählte Kapitel der allgemeinen physikalischen Chemie, 1 1/2; Physikalisch-chemisches Praktikum, tägl.; Kolloquium über theoretische Chemie, 1 *g*. — **Rupe**: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Vollpraktikum (mit Nietzki), tägl.; Chemisches Kränzchen (mit Nietzki und Fichter), 1. — **Fichter**: Einführung in die Elektrochemie, 1; Analytisches Halbpraktikum für Anfänger, 9; Chemisches Vollpraktikum (mit Nietzki), tägl.; Stickstoffhaltige Ringsysteme, 1 *g*. — **Kreis**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2; Übungen in der Untersuchung von Lebensmitteln, 4; Arbeiten im Laboratorium, tägl. — **Nienhaus**: Pharmakognosie, 3; Pharmazeutische Chemie, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 6; Mikroskopisches Praktikum, 2; Pharmazeutisches Kränzchen, 1 *g*. —

Kinkelin: Differential- und Integralrechnung I, 3; Bestimmte Integrale, 3; Wahrscheinlichkeits- und Versicherungsrechnung, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Riggenbach**: Astronomische Geographie, 2; Theorie des Mediankreises, 2 *g*., Übungen, 2 *g*. — **Spiess**: Analytische Geometrie des Raumes, 3; Zahlentheorie, 2. —

Universität Berlin.

Warburg: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Praktische Übungen und Arbeiten im physikalischen Laboratorium, a) für Geübtere, tägl., b) für Anfänger (mit Blasius), 7, c) für Pharmazeuten (mit Starke), 3 1/2. — **Weinstein**: Theorie des Elektromagnetismus nach Maxwell und Hertz, 3; Erdmagnetismus und Erdelektrizität, 1 *g*. — **Börnstein**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik und Wärmelehre, 3; Übungen im Gebrauch physikalischer Apparate, 4; Wetterkunde, 1. — **Krigar-Menzel**: Theoretische Physik I: Allgemeine Mechanik der Massenpunkte und starren Körper, 4. — **Neesen**: Geometrische Optik, 2. — **Planck**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 *g*. — **Starke**: Elektrische Wellen (experimentell), 1. — **Lummer**: Grundlage der Spektralanalyse und Grenzen ihrer Anwendbarkeit, mit Experimenten, 1 1/2. — **Martens**: Ausgewählte Kapitel aus der Wärmelehre, mit Experimenten, 1 *g*. — **Aschkinass**: Elemente der höheren Mathematik mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung in den Naturwissenschaften, 2. — **v. Wesendonk**: Über elektrische Entladungen, 1 *g*. — **Pringsheim**: Interferenz und Polarisation des Lichtes (experimentell), 1 1/2 *g*. — **Blasius**: Übungen im Anschluss an das physikalische Praktikum, 1 *g*; Physikalischer Kursus für Mediziner, 3 1/2. — **E. Meyer**: Einführung in die moderne Maschinentechnik, 2; Technische Exkursionen, *g*. — **v. Ihering**: Maschinenkunde für Chemiker und Physiker, 2, Übungen, 2. — **v. Bezold**: Allgemeine Meteorologie, 2; Über Wind und Wetter, 1 *g*; Übungen im meteorologischen Institut, a) für Anfänger, 3, b) für Geübtere, 15 bis 25; Meteorologisches Kolloquium, 1 *g*. — **Meinardus**: Meteorologische Instrumente und Beobachtungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Meereskunde, 1 *g*. — **Less**: Über die jeweiligen Witterungsvorgänge, 1 *g*; Einführung in die Klimatologie, 1. —

Landolt: Allgemeine und physikalische Chemie, 4; Praktische Übungen im zweiten chemischen Universitäts-Laboratorium, tägl.; Physikalisch-chemische Arbeiten (mit Jahn), tägl. — **E. Fischer**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im ersten chemischen Universitäts-Laboratorium (mit Gabriel, Pschorr, Stock und Diels), tägl. — **van't Hoff**: Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1 *g*. — **Pinner**: Anorganische Experimentalchemie, 6. — **Liebermann**: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im organisch-chemischen Laboratorium, tägl. — **Biedermann**: Technische Chemie II: Die organischen Stoffe mit Demonstrationen, 4. — **Gabriel**: Massanalyse und Gasanalyse, 2. — **Will**: Geschichte der Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Chemie, 1 *g*. — **Fock**: Einleitung in die Chemie, 1; Chemische Krystallographie, 1. — **Jahn**: Elemente der Differential- und Integralrechnung für Chemiker, 1 *g*; Die beiden Hauptsätze der Thermodynamik und ihre Bedeutung für die theoretische Chemie, 2. — **Roth**: Physikalische Methoden der chemischen Analyse, 1; Die elektrolytische Dissoziationstheorie, ihre Begründung und Anwendung, speziell auf die chemische Analyse, 1. — **Stock**: Repetitorium der anorganischen Chemie, 1. — **Thoms**: Toxikologische Chemie, 1 1/2; Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, mit Experimenten, 4; Praktische Übungen im pharmazeutischen Institut (mit W. Traube), tägl. — **Schotten**: Chemie und Physiologie der Ernährung, 2. — **v. Buchka**: Geschichte der Chemie, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genussmittel und Gebrauchsgegenstände, mit Berücksichtigung der einschlägigen Gesetzgebung, 4. — **Wichelhaus**: Technologie für Chemiker II: Organische Stoffe, mit Experimenten und Exkursionen, 4; Chemische

Technologie für Juristen, 2; Übungen im technologischen Institut der Universität, tägl. — **H. Traube**: Mikrochemische Analyse, mit Übungen, 1. — **Meyerhoffer**: Elektrochemie, 1. — **Buchner**: Anorganische Experimentalchemie, 4; Anorganisch- und organisch-chemisches Praktikum im chemischen Laboratorium der landwirtschaftlichen Hochschule, ganz- und halbtägig. — **Rosenheim**: Anorganisch-chemisches Praktikum (mit R. J. Meyer und Koppel), tägl.; Praktische Übungen in der Gas- und Massanalyse, 3; Kolloquium über anorganische Chemie, 1½. — **Koppel**: Kolloquium über allgemeine und physikalische Chemie, 1½. — **Diels**: Kolloquium über organische Chemie, 2. — **Pschorr**: Einführung in die Chemie aliphatischer Verbindungen, 1. — **Emmerling**: Bakteriologie für Chemiker, mit Experimenten und Demonstrationen, 1; Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner im ersten chemischen Universitätslaboratorium, 8. — **W. Traube**: Qualitative chemische Analyse, 1. — **Marckwald**: Analytische Chemie, 2. — **Spiegel**: Chemie der Alkaloide, 1; Beziehungen zwischen chemischer Konstitution und physiologischer Wirkung (rationelle Arzneimittelsynthese), 1 *g*. — **R. J. Meyer**: Spektralanalyse mit praktischen Übungen für Chemiker, 2. — **Jacobson**: Besprechung chemischer Tagesfragen, 1. — **Sachs**: Ausgewählte Kapitel aus der Farbstoffchemie, 1; Färbereichemische Übungen und Exkursionen, 3. — **Neuberg**: Chemie der Kohlehydrate, für Chemiker und Mediziner, 1; Die chemischen Vorgänge im Tierkörper, für Chemiker und Mediziner, 1 *g*; Praktischer Kursus der Chemie, für Mediziner (mit E. Salkowski), 6. —

Schwarz: Differentialrechnung, 4, Übungen, 14tägig, 2 *g*; Theorie der elliptischen Funktionen, 4; Ausgewählte Kapitel der Theorie der analytischen Funktionen, 2 *g*; Mathematische Kolloquien, 14tägig, 2 *g*. — **Knoblauch**: Bestimmte Integrale, 4; Theorie der krummen Flächen, 4; Theorie der Raumkurven, 1 *g*. — **Lehmann-Filhés**: Analytische Geometrie, 4; Bestimmung von Doppelsternbahnen, 1 *g*. — **Landau**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Theorie der Flächen zweiter Ordnung, 2; Mengenlehre, 1 *g*. — **Schur**: Algebraische Theorie der quadratischen Formen, 2 *g*; Zahlentheorie, 4. — **Frobenius**: Algebra, 4. — **Schottky**: Allgemeine Funktionentheorie, 4; Analytische Mechanik, 4. — **Hettner**: Einführung in die Determinantentheorie, 2. — **Förster**: Theorie und Kritik der Zeitmessung, 2; Geschichte der alten Astronomie, 2; Überblick über die Methoden und Ergebnisse der Astronomie, 1 *g*. — **Struve**: Sphärische Astronomie, 3. — **Marcuse**: Die Fehler der Sinneswahrnehmung bei Präzisionsmessungen, mit Lichtbildern, 1 *g*; Allgemeine Himmelskunde, mit Lichtbildern, 1½; Theorie und Praxis geographisch- und nautisch-astronomischer Ortsbestimmungen, einschliesslich der bei Forschungsreisen vorkommenden Aufgaben, mit Übungen, 2; Kolloquium über ausgewählte Kapitel der astronomischen Geographie und Aufgaben der geographischen Ortsbestimmung, 1½ *g*. — **Bauschinger**: Bahnbestimmung der Kometen und Planeten, 3, Übungen, 1 *g*. — **Helmert**: Die kürzeste Linie in ihrer Anwendung auf geodätische Messungen, 1 *g*; Über die Bestimmung der Figur der Erde, 1. — **Scheiner**: Photographie der Gestirne, 2; Astrophysikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Battermann**: Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 1½. — **Eggert**: Ausgleichungsrechnung, 1, Kolloquium, 1 *g*. —

Technische Hochschule Berlin.

N. N.: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 4, für Praktikanten der chemischen Laboratorien, 2; Mathematische Physik, 2. — **Grunmach**: Magnetische und elektrische Masseinheiten und Messmethoden, 2; Physikalische Massbestimmungen und Messinstrumente, 4. — **Kalischer**: Die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik II, 2; Grundzüge de Potentialtheorie und ihre Anwendung in der Elektrizitätslehre, 2; Elektrische Schwingungen und Funkentelegraphie, 1. — **Krigar-Menzel**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Theorie der Wärme (Thermodynamik), 2. — **Rubens**: Experimentalphysik, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium: Physikalische Messungen, 4. — **Gleichen**: Photographische Optik und Anleitung zur Berechnung photographischer Objektive, 2. — **Gross**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Einleitung in die mathematische Physik, 2; Einleitung in die Potentialtheorie, 2; Theorie des Galvanismus, 2; Gastheorie, 2; Grundzüge der Energetik, 1. — **Petzoldt**: Über die mechanische Naturansicht, 1 *g*. — **Kassner**: Wetterkunde für Techniker mit Beispielen aus der Praxis, 1. — **Miethe**: Spektralanalyse, mit Übungen, 2; Allgemeine Photographie: Apparatenkunde, Übersicht über die gebräuchlichen photographischen Prozesse, 2; Einführung in die photographische Optik, 1; Praktische Arbeiten im photochemischen Laboratorium, tägl.; Photographische Übungen in den gebräuchlichen Prozessen, 16; Lichtpausübungen, 2 oder 4 wöchige Kurse. — **Servus**: Einführung in das Studium der Elektrotechnik, 2; Die Grundgesetze der Wechselstromtechnik, 2. — **Slaby**: Elektromechanik, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Elektromechanik, 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit W. Wedding), 4 Tage. — **W. Wedding**: Elektrotechnische Messkunde, 2; Enzyklopädische Elektrotechnik mit Einschluss der Elektrotelegraphie, mit Experimenten a) Elektrotechnik, 2, b) Elektrotelegraphie, 1. — **W. Reichel**: Elektrische Bahnen, 2, Übungen, 2. — **Klingenberg**: Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 3. — **Strecker**: Elektrotelegraphie, 2. — **Kallmann**: Betriebstechnik für Elektrizitätswerke und Strassenbahnen, 2; Elektrische Einrichtungen moderner Centralen und Leitungsnetze, 2. — **Kapp**: Bau der Dynamomaschinen für Gleichstrom, 2, Übungen, 3. — **Vogel**: Elektrotechnische Berechnungen, 2. — **Zehme**: Elektrische Stadt- und Haupteisenbahnen, 2. — **Riedler**: Arbeitsmaschinen, 4, Übungen, 4. — **W. Hartmann**: Kinematische Geometrie und theoretische Kinematik, 2; Maschinengetriebe: Anwendungen der Kinematik, 2. — **v. Borries**: Eisenbahnmaschinenbau, Fahrzeuge, Oberbau, Betriebs- und Verkehrsanlagen, Unterhaltung, 4, Übungen, 4; Eisenbahnbetrieb u. Signalwesen, 2; Kraftwagen: Automobilen, 2, Übungen, 2; Eisenbahnmaschinenwesen für Bauingenieute, 2. — **Heyn**: Mechanische Technologie I und Eisenhüttenkunde, 2; Mechanische Technologie II und Materialienkunde, 4, Übgn., 2; Zustandsänderung der Metalle, 2 *g*. — **Hörmann**: Spezielle mechanische Technologie, 4; Werkzeugmaschinen, 2. — **Josse**: Wärmetechnik, 2, Übgn. I, 14 tägig, 5, II, 6, III, 10. — **Kammerer**: Maschinenelemente, 4, Übgn., 8; Entwerfen von Hebemaschinen, 4; Entwerfen von schwierigeren Hebemaschinen und von Maschinen zu Verkehrsanlagen für staatliche, kommunale und industrielle Betriebe, 4. — **Ludewig**: Wasserkraftmaschinen, 2; Entwerfen von Wasserkraftmaschinen und Dampfkesseln, Übungen, 4. — **Martens**: Materialprüfungswesen mit Übungen, 2, Übgn., 2. — **E. Meyer**: Mechanik I, 4, Übgn., 2, II, 4, Übungen, 2. — **E. Reichel**: Einleitung in den Maschinenbau, 2, Übgn., 6; Wasserkraftmaschinen, 2, Übgn., 4. — **Schlesinger**: Werkzeugmaschinen, 2, Übungen, 4; Fabrikbetriebe, 2, Übungen, 4. — **Stumpf**: Dampfmaschinenbau (einschliesslich Dampfturbinenbau), 4, Übungen, 8. — **Wehage**: Angewandte Dynamik, 2; Angewandte Hydraulik, 4. — **Heinel**: Theorie, Konstruktion und Verwendung der Kälteerzeugungsmaschinen, 2; Maschinenkunde, 2, Übungen, 4. — **Hilpert**: Rationelle Arbeitsmethoden und Kalkulation, 2. — **Leist**: Mechanik I, 4, Übungen, 2, II, 4, Übgn., 2. —

v. Knorre: Analytische Chemie: Quantitative Analyse, 2; Praktische Arbeiten im elektrochemischen Laboratorium, tägl.; Allgemeine Elektrochemie und Anwendung der Elektrolyse in der chemischen Industrie, 4; Abriss der technischen Gasanalyse, mit Übungen, 2. — **Liebermann**: Organische Chemie I: Die offenen Kohlenstoffketten, 5; Praktische Arbeiten im organischen Laboratorium, tägl. — **Witt**: Chemische Technologie II: Organische Verbindungen, Faserstoffe, Papier, Leder, Fette, Öle, Seifen, Beleuchtung, Trockene Destillation: Gasbereitung, Kokerei, Teer, Destillation, Holzschwelerei, Braunkohlesteinöl, 4; Farbstoffe, Bleicherei, Färberei, Zeugdruck, 2; Praktische Arbeiten im technisch-chemischen Laboratorium, tägl. — **v. Buchka**: Chemie der Nahrungsmittel mit Berücksichtigung der Nahrungsmittelanalyse und Bakteriologie, 4; Geschichte der Chemie, 2. — **Erdmann**: Experimentalchemie I, 4; Abriss der Experimentalchemie, 2; Praktische Arbeiten im anorganischen Laboratorium, tägl. — **Holde**: Untersuchung pflanzlicher und tierischer Öle, Fette und Wachse, 2; Übungen in organisch-technischen Materialprüfungen (Fette, Öle, Wachse, Firnisse), 2. — **Traube**: Physikalische Chemie, 2; Physikalisch-chemische Übgn., 3; Physikalisch-chemisches Kolloquium, 1. — **Arndt**: Ausgewählte Teile der physikalischen Chemie, 1. — **Börnstein**: Ausgewählte Kapitel der technisch-chemischen Analyse, 2. — **Frölich**: Einleitung in die Elektrotechnik für Chemiker, 1. — **Junghahn**: Technologie der Proteinstoffe: Albuminoide (Leder-, Leim-, Gelatinefabrikation u. s. w.), mit Exkursionen, 2. — **Jurisch**: Übgn.

im Entwerfen von chemischen Anlagen, 4; Luftrecht, 1. — **Köthner**: Grundlagen der Laboratoriumspraxis I und II, für Anfänger, 3; Probleme der anorganischen Chemie, 1. — **Kühling**: Repetitorium der organischen Chemie, 2. — **Simonis**: Repetitionen aus der organischen Chemie in Form von Kolloquien, 2; Organisch-chemische Arbeitsmethoden, 1; Organisch-chemische Analyse, 1. — **Stavenhagen**: Einführung in die Experimentalchemie, 2. — **Voswinckel**: Einführung in die organische Chemie, 2. — **Wolffenstein**: Die Chemie der Alkaloide, 2. —

Hettner: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Theorie der Raumkurven und Flächen, 1. — **Dziobek**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Haentzschel**: Elemente der Differential- und Integralrechnung und der analytischen Geometrie, 4. — **Hauck**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5. — **Hertzer**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5. — **Jolles**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5; Graphische Statik, 2, Übungen, 2. — **Lampe**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Bestimmte Integrale und Differentialgleichungen, 2. — **Steinitz**: Potentialtheorie, 2; Funktionentheorie I, 2; Niedere Analysis und Algebra, 2; Synthetische Geometrie, 2. — **Cranz**: Graphische Statik, 2, Übungen, 2. — **Hessenberg**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Jahnke**: Die Vektoren und ihre Anwendung auf Probleme der Mechanik und mathematischen Physik, 2; Repetitorium über analytische Geometrie, über Differential- und Integralrechnung und über Differentialgleichungen, 2. — **R. Müller**: Differential- und Integralrechnung, 4. —

Universität Bern.

Forster: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Wärme, 6; Repetitorium der Physik, 2; Theoretische Optik, 1 *g*; Physikalisches Praktikum, 4. — **Gruner**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 3; Die neuen Strahlungen, 1; Allgemeine Beschreibung der Gestirne, 1. —

Friedheim: Anorganische Experimentalchemie, 6; Qualitative und quantitative Analyse (Metalle), 2; Anorganisch-chemisches Praktikum (Halbpraktikum), tägl. ausser Sonnabend; Analytisch-chemisches Praktikum für Mediziner, 8; Übungen in der technischen Gasanalyse, 3; Chemisches Seminar (mit v. Kostanecki), 2. — **v. Kostanecki**: Organische Chemie II, 5; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Schaffer**: Chemische Technologie der Nahrungs- und Genussmittel, 2; Praktikum im Laboratorium für Lebensmitteluntersuchung. — **Tambor**: Die Chemie der Alkaloide, 2; Repetitorium der Chemie der Fettkörper, für Chemiker und Mediziner, 1. — **Mai**: Anorganisch-chemische Arbeiten im Privatlaboratorium; Repetitorium der anorganischen Chemie, 1; Die wissenschaftlichen Grundlagen der analytischen Chemie, 1; Chemische Berechnungen, 1. — **Ephraim**: Kolloquium über Themata aus der anorganischen Chemie II, 2. —

Graf: Kugelfunktionen mit Repetitorium, 3; Besselsche Funktionen mit Repetitorium, 3; Gammafunktionen und Bernoullische Funktionen mit Repetitorium, 3; Elliptische Funktionen mit Repetitorium, 3; Differential- und Integralrechnung, 2; Differentialgleichungen I, 2; Renten- und Versicherungsrechnung, 2; Mathematisches Seminar (mit Huber), 2; Mathematisch-versicherungswissenschaftliches Seminar (mit Moser), 2. — **Ott**: Integralrechnung, 2; Analytische Geometrie II, 2; Differentialgleichungen (Fortsetzung), 1. — **Huber**: Sphärische Astronomie I, 2; Theorie der Enveloppen und Brennlinien, 2. — **Benteli**: Darstellende Geometrie: Kurven, Strahlenflächen, reguläre Polyeder, 2, Übungen und Repetitorium, 2; Praktische Geometrie I, 1; Konstruktive Perspektive, 1. — **Crelier**: Répétitions de Géométrie, 2; Synthetische Geometrie des Raumes, 2. —

Universität Bonn.

Kayser: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 5; Physikalisches Laboratorium für Anfänger (mit Konen und Eversheim), 8, für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Lorberg**: Elektrostatik und Lehre vom Magnetismus, 4; Theorie des Potentials, 2 *g*. — **Bucherer**: Thermodynamik, 2. — **Konen**: Theorie der optischen Instrumente, 2. — **Kaufmann**: Theorie des Magnetismus und der Elektrizität, 4, Übungen, 1 *g*; Die neuen Strahlen (Kathoden-, Röntgen- und Radiumstrahlen), 1 *g*. — **Pflüger**: Dispersion des Lichtes, 1. — **Eversheim**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2, Elektrotechnische Exkursionen (mit Konen), 1 Nachmittag *g*. —

Anschütz: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 6; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Chemie, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene, sowie Nahrungsmittelchemiker (mit Rimbach, Frerichs und Kippenberger), tägl., für Mediziner (mit Rimbach), tägl. ausser Sonnabend. — **Schroeter**: Cyklische Kohlenstoffverbindungen I: Aromatische Substanzen oder Benzolderivate, 3. — **Schmidt**: Grundzüge der Chemie organischer Stickstoffverbindungen, 1. — **Rimbach**: Spezielle anorganische Chemie: Metalle und seltenere Elemente, 2; Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2; Theoretische Chemie I: Atom- und Molekulartheorie, Eigenschaften der Molekularaggregate, 2; Übungen in der technischen Gasanalyse, 2 *g*; Übungen in den wichtigsten physikalisch-chemischen Messmethoden, 3 *g*. — **Frerichs**: Alkaloide, 1 *g*. Pharmazeutische Chemie I (anorganisch), 3; Toxikologie (Ausmittelung von Giften), 1. — **Kippenberger**: Chemie und Technologie der Nahrungs- und Genussmittel II, 2; Technik der elektrochemischen Prozesse, 2. — **Binz**: Chemische Technologie, anorganischer Teil, mit Exkursionen, 2. — **Laar**: Photographie II, 2; Photographisches Praktikum, 16 *g*. — **Löb**: Physikalische Chemie II: Verwandtschaftslehre, Thermochemie, Elektrochemie, Photochemie, 2; Organische Elektrochemie, 1; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie für Mediziner und Biologen, 1 *g*; Elektrochemisches Praktikum für Vorgeschrittene, 21 *g*. —

Kortum: Algebra, 4; Quadratische Formen, 2; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Seminar (mit Study und Heffter), 14tägig, 2 *g*; — **Heffter**: Differential- und Integralrechnung II, 4; Darstellende Geometrie: Grund- und Aufrissverfahren, mit Zeichenübungen, 5. — **Study**: Analytische Geometrie II, 4; Mechanik I, 3; Geometrische Übungen für Anfänger, 1 *g*. — **Küstner**: Theorie der Bahnbestimmung der Kometen und Planeten, 3; Topographie des Sonnensystems, 1; Praktische Übungen im astronomischen Beobachten (mit Mönnichmeyer). — **Mönnichmeyer**: Mechanik des Himmels, 2. —

Technische Hochschule Braunschweig.

Weber: Physikalisches Praktikum (mit Prümm); Experimentalphysik, 4; Mechanische Wärmetheorie, 2; Elektrizitätslehre, 2. — **Peukert**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Cruse), 6; Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium (mit Cruse). — **Mosler**: Die elektrische Ausrüstung der Hebezeuge, 2. — **Harting**: Wissenschaftliche Photographie, 2. — **Franke**: Allgemeine Maschinenlehre, 3; Dampfmaschinenbau, 4, Übungen, 8; Berechnung und Bau der Dampfturbinen, 1: Pumpmaschinenbau, Gebläse- und Kompressorenbau, Übungen, 8. — **Friedmann**: Theorie und Konstruktion der hydraulischen Motoren, 4; Maschinenelemente, 4, Übungen, 8. — **Denecke**: Heizung und Lüftung, 2; Berechnung und Bau der Hebemaschinen, 3, Übungen, 4; Eisenbahnmaschinenbau, 3, Übungen 4; Technische Mechanik I, 3, Übungen, 1, Repetition, 1. — **Preuss**: Maschinenzeichnen, 6. — **Schöttler**: Kinematik, 1; Angewandte Wärmemechanik, 3; Mechanisches Laboratorium (mit Preuss) I, für Anfänger, 4, II, für Fortgeschrittenere; Technische Mechanik II, 4, Übungen, 1, Repetition, 1. — **Lüdicke**: Allgemeine mechanische Technologie, 2; Fabrikanlagen und Werkstatteinrichtungen, 2; Werkzeugmaschinen, 2, Übungen, 3; Spinnerei, 2; Weberei, 2; Technologische Übungen, 2. —

R. Meyer: Unorganische Experimentalchemie, 5; Chemie der organischen Farbstoffe, 3; Arbeiten im Laboratorium für analytische und technische Chemie (mit Biehringer und Spengler); Chemisches Kolloquium (mit Bodländer), *g*. — **Biehringer**: Analytische Chemie für technische Chemiker, 2; Stöchiometrische Rechnungen, 1; Chemisch-technische Rechnungen, 1. — **Bodländer**: Physikalische Chemie, 2; Metallurgie, 2; Grundzüge der Chemie, 3; Arbeiten im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie (mit

Lucas). — **Reinke**: Chemische Technologie II, erster Teil, ausführlich Stärke- und Gärungstechnik und Molkerei, 6; Technisch-chemische Analyse, 2; Untersuchungsmethoden auf dem Gebiete der Stärke- und Gärungstechnik und Molkerei, 2; Arbeiten im Laboratorium für chemische Technologie II und landwirtschaftlich-chemische Gewerbe (mit Streitwolf); Besprechungen aus dem Gebiete der chemischen Technologie II, monatlich, 2 *g*. — **Beckurts**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2; Gerichtliche Chemie, 1; Massanalyse, 1; Pharmazeutische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium für pharmazeutische Chemie und Nahrungsmittelchemie (mit Troeger und Frerichs). — **Troeger**: Analytische Chemie, für Pharmazeuten, 2; Chemie der Benzolderivate, 2; Repetitorium der anorganischen und organischen Chemie, für Pharmazeuten, 2. —

Dedekind: Elemente der Zahlentheorie, 1; Theorie der Fourierschen Reihen, 2. — **Fricke**: Analytische Geometrie und Algebra, 3; Differential- und Integralrechnung I, 5, Übungen, 2, II, 2; Grundzüge der höheren Mathematik, für Architekten und technische Chemiker, 2. — **Müller**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Geometrie der Lage, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der Kurven und Flächen, 2. — **Wernicke**: Statik starrer und elastisch-fester Körper, für Architekten, 4, Übungen, 2. — **Koppe**: Geodösie I, 2, Übungen, 2; Ausgleichungsrechnung I, mit Berechnungen, 2, Übungen, 4; Geodätisches Praktikum (mit Bohlan), 3; Planzeichnen (mit Bohlan), 2. —

Universität Breslau.

O. E. Meyer: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Wärme, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium für Geübtere, tägl. — **Neumann**: Theoretische Optik, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Schaefer), 3 od. 6; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. — **Schaefer**: Theoretische Mechanik, 4; Beziehungen zwischen Elektrizität, Magnetismus und Licht, experimentell, 1 *g*. —

Ladenburg: Organische Experimentalchemie, 5; Praktisch-chemische Kurse, a) für Mediziner, 5, b) für Landwirte, 6; Chemisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Praktisch-chemische Übungen, ganz- und halbtägig. — **Abegg**: Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Neumann), *g*; Physikalische Chemie I: Theorie der Lösungen, Verwandtschaftslehre, Phasenlehre, 2, mit mathematischen Ergänzungsstunden; Elektrochemisches Praktikum (mit J. Meyer), 3. — **Herz**: Analytische Chemie, 2; Massanalyse, 1; Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen Chemie: Thermochemie, Photochemie und Stereochemie, 2. — **J. Meyer**: Spezielle anorganische Chemie, 2; Einführung in die Thermodynamik, für Naturwissenschaftler, 2. — **Gadamer**: Organische Experimentalchemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, 6; Ausmittelung der Gifte, 1; Praktisch-chemische Übungen mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, der forensischen Chemie und der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Kleines chemisches Praktikum, 6; Prüfung der Arzneimittel, 1 *g*. — **Ahrens**: Die Anwendungen des elektrischen Stromes in den chemischen und metallurgischen Industrien, 3; Die Technologie der Kohlehydrate (Zucker- und Stärkefabrikation), mit Exkursionen, 2; Praktische Übungen und Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. ausser Sonnabend; Technische Gasanalyse, 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie, 1 *g*; Praktischer Kursus in chemisch-technischen, gasanalytischen und elektrochemischen Untersuchungsmethoden, Sonnabend; Landwirtschaftliche Technologie, mit Exkursionen, 1. —

Rosanes: Analytische Geometrie des Raumes, 3; Einführung in die Theorie der Differentialgleichungen, 2; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 1 *g*. — **Sturm**: Geschichte der Mathematik, 1; Zahlentheorie, 3; Polyeder, 3; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **London**: Differentialrechnung und Elemente der Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*. — **Franz**: Niedere und höhere Geodäsie, 4; Ausgleichung der Beobachtungsfehler, 1; Spektralanalyse, Photographie und Photometrie der Gestirne, 2; Astronomisches Kolloquium, 1 *g*. —

Technische Hochschule Brünn.

Jaumann: Physik, 5, Korrepetitionen, 1; Physikalisches Praktikum, 3. — **Szarvassi**: Grundzüge der Physik, 3. — **Zickler**: Allgemeine Elektrotechnik, 5; Elektrotechnisches Praktikum II, 8. — **Niethammer**: Bau elektrischer Maschinen II, 3; Projektierung elektrischer Anlagen, 2; Elektrotechnische Konstruktionsübungen I, 2, II, 2, III, 2. — **Schiel**: Allgemeine Maschinenkunde I, 4. — **Musil**: Maschinenbauelemente, 4, Konstruktionsübungen, 6; Maschinenlehre und Maschinenbau I, 5, Konstruktionsübungen, 6; Technisches Zeichnen (Maschinenzeichnen), 6. — **Wellner**: Maschinenlehre und Maschinenbau II: Theorie und Bau der Wärmemotoren II, 7; Konstruktionsübungen für Maschinenbau II, 14. — **Hellmer**: Mechanik II: Dynamik und Hydraulik, 4, Übungen, 1; Analytische Mechanik, 3; Enzyklopädie der Mechanik, 4. — **Neumann**: Grundzüge der Elastizitäts- und Festigkeitslehre, 4, Übungen, 1. —

Habermann: Anorganische Chemie, 6; Analytische Chemie II (spezielle analytische Methoden), 2; Chemische Übungen I, 10, II, 20. — **Ehrenfeld**: Massanalyse, 2. — **Frenzel**: Elektrochemie I: Theoretischer Teil, 3; Elektrochemisches Praktikum, 3. — **Hönig**: Agrikulturchemie, 3; Chemische Übungen III, 10; Chemie der Tier- und Pflanzenstoffe, 3; Enzyklopädie der technischen Chemie, 3. — **Donath**: Chemische Technologie I, 6, III, $1^1/_2$, Übungen, 20. — **Weinreb**: Spezielle Färberei und Zeugdruckerei, mit Übungen, 2. — **Ulrich**: Chemische Technologie der Teerfarbstoffe I, 2, Praktikum. — **Haussner**: Mechanische Technologie I: Metalle und Holz, 5, II: Spezielle Technologie der Faserstoffe, 3; Mechanische Bautechnologie, 2. —

Waelsch: Mathematik I, 1. Teil, 7, Korrepetitionen, 2 u. 1. — **Biermann**: Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik: Mathematik II, 3, Korrepetitionen, 1; Mathematische Näherungsmethoden, 2; Über doppeltperiodische Funktionen, 1. — **Fischer**: Algebraische Gebilde, 2; Mathematische Übungen, 1. — **Rupp**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 6, Übungen, 8. — **Obenrauch**: Geschichte der Geometrie, 1. — **Prastorfer**: Technisches Zeichnen, 6. — **Niessl v. Mayendorf**: Niedere Geodäsie, 6; Situationszeichnen: Plan- und Terrainzeichnen, 4 und $3^1/_2$; Sphärische Astronomie, 3. —

Universität Czernowitz.

Handl: Experimentalphysik, 5 *g*. — **Tumlirz**: Theorie der Wärme, 5; Mathematisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. —

Pribram: Allgemeine Chemie I, 5; Chemische Übungen im Laboratorium für Anfänger, tägl. ausser Sonnabend. —

Daublebsky v. Sterneck: Differential- und Integralrechnung, 5; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Proseminar, 2 *g*. —

Technische Hochschule Danzig.

M. Wien: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Akustik, Optik, 5; Kleines physikalisches Praktikum, 8; Grosses physikalisches Praktikum, tägl. — **Dolezalek**: Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, 2. — **Roessler**: Elektrotechnik II, 4; Elektrotechnisches Laboratorium, 9; Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 4; Konstruktion und Berechnung von elektrischen Maschinen und Leitungsnetzen (mit Simons), 2, Übungen, 4. — **Simons**: Elektrische Messkunde, 2. — **Schulze-Pillot**: Kraftanlagen und Energieverteilung, 2; Maschinenteile, 4, Übungen, 4; Maschinen mit Arbeitsrädern, 2, Übungen, 4; Maschinenkunde, 2, Übungen, 2. — **Lorenz**: Einführung in die Mechanik, 6, Übungen, 2; Festigkeitslehre, 2, Übungen, 2. — **N. N.**: Maschinenlehre, 5, Übgn., 6; Werkzeugmaschinen und Fabrikbetriebe, 2, Übungen, 4. — **N. N.**: Wärmemechanik, 4. — **Wagener**: Maschinenlaboratorium I und II, 4; Kolbenkraftmaschinen, 4, Übungen, 4; Arbeitsmaschinen, 2, Übungen, 2. — **N. N.**: Eisenbahnbetrieb, 2; Eisenbahnmaschinenbau, 4, Übungen 4; Lasthebemaschinen, Übungen, 4. —

Ruff: Anorganische Experimentalchemie, 4; Praktikum im anorganisch-chemischen und elektrochemischen Laboratorium, tägl. — **Wohl**: Organisch-chemische Technologie mit Ausschluss der landwirtschaftlichen Gewerbe, 4; Praktikum im organisch-chemischen Laboratorium, tägl. — **Behrend**: Technologie der Gärungsgewerbe, 3; Zucker- und Stärkefabrikation, 3; Praktikum im Laboratorium für Nahrungsmittelchemie und landwirtschaftliche Gewerbe, tägl. —

v. Mangoldt: Höhere Mathematik I, 10 bezw. 4. — **Sommer**: Höhere Mathematik II, 3, Übungen, 1; Einführung in die Lehre von den Kartenprojektionen, 2. — **Schilling**: Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 6. —

Technische Hochschule Darmstadt.

Schering: Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Geometrische Optik, Wellenlehre des Lichtes, Akustik (für die Studierenden des Maschinenbaues, der Elektrotechnik und der Allgemeinen Abteilung), 5; Physikalisches Praktikum (mit Zeissig), 4 Nachmittage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik; Mechanische Wärmetheorie, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Zeissig), 1 *g*. — **Zeissig**: Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Akustik, Optik (für die Studierenden der Architektur, des Ingenieurwesens und der Chemie, einschliesslich Pharmazie), 4, Repetitorium (für Pharmazeuten), 1; Physikalische Mess- und Instrumentenkunde, 2 *g*. — **Rudolphi**: Einführung in das physikalische Praktikum, 1. — **Forch**: Ausgewählte Kapitel aus der Wellenlehre und der Akustik, 1 *g*. — **Meisel**: Theorie der optischen Instrumente I, 2. — **Fritsch**: Photographische Übungen mit einleitenden Vorträgen, 2. — **Kittler**: Allgemeine Elektrotechnik I, 2, II, 2, Übungen (mit Feldmann), 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wirtz und Sengel), halbtägig, tägl.; Selbständige Arbeiten für vorgeschrittenere Studierende; Elektrotechnisches Seminar, für vorgeschrittenere Studierende (mit Wirtz und Sengel), 1. — **Wirtz**: Elektrotechnische Messkunde II, 2; Elemente der Elektrotechnik, für Studierende des Maschinenbaues und der Chemie, 3; Elektrische Leitungsanlagen und Stromverteilungssysteme, 2, Übungen, 2. — **Sengel**: Konstruktion elektrischer Maschinen und Apparate, 2, Übungen, 3; Projektieren elektrischer Licht- und Kraftanlagen, 2, Übungen, 2. — **Feldmann**: Elektrischer Antrieb von Hebezeugen, 2; Synchrone Motorengeneratoren und Umformer, 1; Elektrische Lichtquellen und Beleuchtungsanlagen, 1. — **Fehmer**: Elektrische Strassenbahnen, 1. — **v. Roessler**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 3; Mechanische Technologie I, 2, II, 2; Werkzeugmaschinen, 2; Heizung und Lüftung, 2. — **Lincke**: Maschinenelemente, 3, Konstruktionsübungen, 9; Zeichen- und Konstruktionsübungen in Maschinenelementen, 3; Kinematik I, 2, II, 1; Maschinenelemente und Kinematik (Ausgewählte Kapitel), 1 *g*. — **Berndt**: Allgemeine Maschinenlehre, 3; Baumaschinenzeichnen, 3; Ausgewählte Abschnitte aus der Festigkeitslehre, 2; Gasmotoren, 2. — **Gutermuth**: Dampfmaschinen, 6; Konstruktionsübungen, 6. — **Pfarr**: Hebemaschinen, 2; Wasserkraftmaschinen, 4; Wasserwerksbauten, 2; Konstruktionsübungen zu Hebemaschinen, Wasserkraftmaschinen und Fabrikanlagen, 6. — **Beck**: Gewichts- und Kostenberechnungen der Maschinenfabrikation, 1. —

Staedel: Anorganische Experimentalchemie, 4; Chemisches Praktikum (mit Kolb, Keppeler und O. Richter), tägl. ausser Sonnabend. — **Kolb**: Anorganische Chemie II: Spezieller Teil, 2; Analytische Chemie II: Quantitative Analyse, einschliesslich Massanalyse, mit Berücksichtigung der in der Pharmazie und Technik gebräuchlichen Methoden, 2; Analytische Chemie der seltenen Elemente, 1; Kolloquium über organische Chemie, 1. — **Finger**: Organische Experimentalchemie, 5, Kolloquium, 1; Praktikum im Laboratorium für organische Chemie (mit Schwalbe), tägl. ausser Sonnabend; Farbstoff- und Färbereipraktikum (mit Schwalbe). — **N. N.**: Elemente der Agrikulturchemie, 2. — **Keppeler**: Neuere Fortschritte der anorganischen Chemie, 1 *g*. — **Schwalbe**: Zwischenprodukte der Teerfarbenfabrikation, 1 *g*. — **Heyl**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 2; Pharmakognosie, 3, Übungen, 2; Pharmazeutische Gesetzeskunde, 1; Mikroskopische Untersuchungen vegetabilischer Nahrungs- und Genussmittel, Übungen. — **Dieffenbach**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie, 4; Elektrochemisches Kolloquium (mit Neumann und Winteler), 1 *g*.; Chemisches Praktikum für Elektrochemiker (mit Neumann, Winteler und Moldenhauer), tägl. ausser Sonnabend; Elektrochemisches Praktikum (mit Neumann, Winteler und Moldenhauer), tägl. ausser Sonnabend; Grundzüge der Eisenhüttenkunde, für die Studierenden des Maschinenbaues, 1; Chemisch-technisches Praktikum (mit Neumann und Winteler), tägl. ausser Sonnabend. — **Neumann**: Gasanalytische Methoden, mit Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Elektrochemie, 1 *g*.; Die Nutzmetalle, 1 *g*. — **Vaubel**: Theoretische Chemie I, 2, Übungen, 3; Stöchiometrische Berechnungen, Übungen, 1; Die physikalischen und chemischen Methoden der quantitativen Bestimmung organischer Verbindungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Technik organischer Verbindungen, 1. — **Sonne**: Chemisch-technische Untersuchung der Nahrungsmittel, Genussmittel und Gebrauchsgegenstände, mit Demonstrationen und Exkursionen, 2; Geologische und chemisch-technische Vorarbeiten für die Trinkwasserversorgung (mit Steuer), mit Demonstrationen und Exkursionen, 2. — **Weller**: Untersuchungen von Nahrungsmitteln, Genussmitteln und Gebrauchsgegenständen, 1, Übungen, 8; Anleitung zu den mikroskopischen und bakteriologischen Untersuchungen von Nahrungs- und -Genussmitteln, von Wasser, sowie von pathologischen Sekreten und Exkreten (mit Heyl), Übungen. —

Graefe: Höhere Mathematik für Architekten, Chemiker, Elektrochemiker und Geometer, 3, Übungen, 2; Geschichte der Mathematik, 1. — **Fenner**: Trigonometrie, 3; Geodäsie, 4; Geodätische Übungen, 4; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen, 2; Planzeichnen, 4. — **Gundelfinger**: Höhere Mathematik I, für Ingenieure, Maschinenbauer und Elektrotechniker, 3, Übungen, 2; Variationsrechnung, 1. — **Dingeldey**: Höhere Mathematik I, für Ingenieure, Maschinenbauer und Elektrotechniker, 5, Übungen, 4, II, 2, Übungen, 1. — **Scheffers**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6. — **Wiener**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6, II, 1, Übungen, 2; Arbeiten im mathematischen Institut, 3. — **Gast**: Praktische Geometrie, für die Studierenden der Architektur und des Maschinenbaues, 2; Über die Figur der Erde, 2 *g*. — **Henneberg**: Technische Mechanik, 3, Übungen (mit Graefe), 2; Mechanik II, 6, Übungen (mit Graefe), 3; Hydrodynamik, 1. — **Schlink**: Übungsbeispiele aus dem Gebiete der Mechanik I und II, 1; Massenausgleich bei Schiffsmaschinen und andere technisch wichtige Aufgaben der Dynamik, 1. —

Technische Hochschule Dresden.

Hallwachs: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum I (mit Toepler), 6 oder 3, II (mit Toepler), für Fortgeschrittene, 9; Praktikum für grössere physikalische Arbeiten, 20; Physikalisches Kolloquium, Referate über neue Arbeiten (mit Helm), 1 *g*. — **Toepler**: Elektromagnetische Lichttheorie, 1; Spektralanalyse, 1. — **Krone**: Theorie und Praxis der Photographie nebst Kolloquium über wissenschaftliche Photographie, 2; Lichtpausen, 2 *g*. — **Gravelius**: Meteorologie, 2. — **Görges**: Allgemeine Elektrotechnik I, 2; Elektrische Starkstromanlagen, mit Übungen, 4; Elektrotechnische Übungen für Geübtere, 12, für Maschineningenieure und Chemiker, 4; Grössere elektrotechnische Spezialarbeiten, 20; Elektrotechnisches Kolloquium (mit Kübler), 2 *g*. — **Kübler**: Dynamomaschinen I A, 2; Entwerfen von Dynamos, Starkstromapparaten, elektrischen Fahrzeugen und Bahnen, Übungen, für Elektroingenieure, 6, für Maschineningenieure, 3; Elektrische Bahnen und Fahrzeuge I, 2. — **Ulbricht**: Telegraphie und Telephonie, 2 *g*. — **L. Lewicki**: Dampfmaschinen I, 4; Dampfkessel, 3; Lokomotiven, 2; Maschinenkonstruieren für Maschineningenieure, 10, für Elektroingenieure, 5; Arbeiten im Maschinenlaboratorium A: Dampf- und Wassermaschinen (mit E. Lewicki), 3; Grössere Arbeiten im Maschinenlaboratorium A, 20. — **Mollier**: Technische Thermodynamik: Grundsätze und Anwendung auf die Dampfmaschine, 4; Technische Thermodynamik, Seminaristische Übungen, 1; Kinematik, 2, Übgn., 3; Übungen im Maschinenlaboratorium B, 4; Grössere Arbeiten im Maschinenlaboratorium B, 24. — **Ernst Müller**: Allgemeine mechanische Technologie II, 3; Technologisches Praktikum für die Faserstofftechnik, 20; Spinnerei, 3. — **Scheit**: Dynamometrische Untersuchung von Getrieben, Kraftfahrzeugen, Übungen, 2; Untersuchung von Baumaterialien II, Übungen, 3. — **Fischer**: Allgemeine Maschinenlehre, 3; Eisenbahnmaschinenwesen, 3; Skizzieren für die Chemische Abteilung, 4, für die Mechanische Abteilung, 4. — **Buhle**: Maschinenelemente, 5; Maschinenkonstruieren, 10; Hebemaschinen, 2. — **E. Lewicki**: Einführung in die Theorie und Konstruktion der Dampfturbinen, mit Experimenten und Demonstrationen im Maschinenlaboratorium A, 2; Die Herstellungs- und Betriebskosten von Kraftmaschinenanlagen, 1. —

Hempel: Chemische Grossindustrie, 2; Gasanalyse, 1; Metallurgie, 2; Anorganisch-chemisches Praktikum a) quali-

tative Analyse, 12, b) quantitative Analyse, technische Titriermethoden, Gasanalyse, ganztägig, tägl. ausser Sonnabend. — **v. Meyer**: Organische Chemie, 5; Kolloquium (freie Vorträge über wichtige Probleme der Chemie (mit v. Walther), 1 *g*; Organisch-chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl. ausser Sonnabend. — **Möhlau**: Chemie der Textilindustrie: Gewinnung der Spinnfasern und ihre Veredelung durch Bleicherei, Färberei, Zeugdruck und Appretur, 3; Chemie und chemische Technologie der organischen Farbstoffe II, 2; Praktikum für Farbenchemie, 8, für Färbereitechnik, halbtägig, tägl. ausser Sonnabend, für grössere Arbeiten auf dem Gebiete der Farbenchemie bezw. Färbereitechnik, ganztägig, tägl. ausser Sonnabend. — **F. Foerster**: Elektrochemie, ihre Theorie und technische Anwendung, 2; Physikalische (theoretische) Chemie II, 3; Praktikum für Elektrochemie, 8, für grössere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie, ganztägig, tägl. ausser Sonnabend. — **Renk**: Nahrungsmittelchemie, 2; Wohnungshygiene, 1; Übgn. im Untersuchen von Nahrungs- und Genussmitteln, ganztägig, tägl. ausser Sonnabend; Praktikum für Nahrungsmittelchemiker, halbtägig, tägl. ausser Sonnabend. — **Erich Müller**: Qualitative Analyse an Hand der Lehre von den Ionen und des Massenwirkungsgesetzes, 1. — **v. Walther**: Chemie der Zuckerarten, 2. — **Bucherer**: Einführung in das allgemeine Patentwesen, 1; Die organischen Heilmittel, ihre physiologisch-chemische Grundlage, Synthese und Anwendung, 1. — **Lottermoser**: Titriermethoden, 1. —

Rohn: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 6; Kegelschnitte, 1. — **Fuhrmann**: Anwendungen der Differential- und Integralrechnung, 2; Vermessungslehre, 2; Geodätisches Zeichnen, 2. — **Helm**: Analytische Geometrie II, 3, Übgn., 1; Potentialtheorie, 2; Ausgewählte Kapitel aus der mathematischen Physik, mit Übungen, 1; Wahrscheinlichkeitstheorie, 1. — **Krause**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1; Höhere Algebra, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Naetsch**: Analytische Theorie der Kurven und Flächen, 2. — **Grübler**: Technische Mechanik I, für Bau-, Maschinen- und Elektroingenieure, 2, III, 4, Übungen, 1. — **Pattenhausen**: Geodäsie I, 3, Übungen, 2, II, 2, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2, Übungen, 2; Geodätische Ausarbeitungen für Bauingenieure, 2, für Vermessungsingenieure, 4; Geodätische Rechenübungen, 2; Skizzieren geodätischer Instrumente, 2; Seminaristische Übungen für Geodäten, 2; Katastervermessung I, Übungen, 2; Planzeichnen I 2. —

Universität Erlangen.

Wiedemann: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 2; Physikalisches Halbpraktikum, 20; Physikalisches Vollpraktikum, 40; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Schmidt**: Einführung in die mathematische Behandlung naturwissenschaftlicher Probleme, 2; Anwendung der Differentialgleichungen auf physikalische Fragen, 1 *g*; Populäre Astronomie mit Demonstrationen und Lichtbildern, 1 *g*. — **Wehnelt**: Theoretische Physik II: Elektrizität und Optik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen (mit Schmidt), 2 *g*. —

Fischer: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium (mit Busch), a) Halbpraktikum, 20, b) Vollpraktikum, 40; Praktikum für Mediziner (mit Busch u. Gutbier), 4. — **Paal**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 3; Untersuchung von Nahrungs- und Genussmitteln, 2; Chemisches Praktikum, a) Vollpraktikum, 44, b) Halbpraktikum, 24 bzw. 20; Praktischer Kurs für Studierende der Pharmazie, 20; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungs- und Genussmittel, a) Vollpraktikum, 44, b) Halbpraktikum, 24 bzw. 20. — **Busch**: Qualitative und quantitative chemische Analyse I: Metalle, 2; Kolloquium über neuere chemische Litteratur (mit Jordis und Gutbier), 1 *g*. — **Henrich**: Neuere theoretische Ansichten in der organischen Chemie, 2. — **Jordis**: Die Lehre von der chemischen Konstitution und ihrer Bestimmung (chemische Statik), 1; Elektrochemisches Praktikum, a) für Anfänger: Analyse, 3, b) für Fortgeschrittene: Präparate, 5, c) Halb- und Ganzpraktikum, 20 und 40; Chemisches Seminar II, 3. — **Gutbier**: Gasanalyse mit Übungen, 2; Chemisches Seminar I für Chemiker und Pharmazeuten, 2. —

Gordan: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Invarianten, 4; Übungen im Seminar, 3 *g*. — **Noether**: Differential- und Integralrechnung I, 4; Einleitung in die analytische Mechanik, 3; Differentialgeometrie, 2; Mathematische Übungen, *g*. —

Universität Freiburg i. Br.

Himstedt: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Übungen aus der theoretischen Physik, 1 *g*.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*.; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Praktikum, für Studierende der Naturwissenschaften an 2, für Mediziner und Pharmazeuten an 1 Nachmittag, 15. — **Koenigsberger**: Optik, 2; Physikalische Grundlagen der Ionen- und Elektronenhypothese (ohne Anwendung höherer Mathematik), 1. — **G. Meyer**: Elektrochemie, 2; Theorie der elektromotorischen Kräfte, 1; Elektroanalyse, mit Übungen, 1 *g*.; Physikalisch-chemisches Übungspraktikum, 1 Vormittag; Selbständige physikalisch-chemische Arbeiten für Geübtere. —

Gattermann: Anorganische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Willgerodt), tägl. ausser Sonnabend. — **Willgerodt**: Organische Experimentalchemie, 4; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 1; Anorganische Technologie, 2. — **Edinger**: Repetitorium der organischen Chemie (mit sich anschliessendem Kolloquium), 2. — **Fromm**: Über qualitative Analyse, 1; Repetitorium der anorganischen Chemie für Mediziner, 2. — **Müller**: Qualitative Analyse, 1; Ionentheorie und Theorie der Lösungen (elementar behandelt), für Anfänger, 1. — **Meigen**: Gewichtsanalyse, 2; Praktische Übungen im Bestimmen von Mineralien auf chemischem Wege, 2; Praktische Übungen in der Gasanalyse, 2. —

Lüroth: Theorie der Funktionen einer komplexen Veränderlichen, 4; Populäre Astronomie, 2; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Stickelberger**: Analytische Geometrie der Ebene und Differentialrechnung, 5, Übungen, 2; Politische Arithmetik, 2. — **Loewy**: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Seith**: Einführung in die algebraische Analysis, 2. —

Universität Giessen.

Drude: Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum, 6; Praktikum für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2. — **Fromme**: Elektromagnetische Theorie des Lichts, 4; Ausgleichungsrechnung und Elemente der höheren Geodäsie, 3. — **Schmidt**: Elektrische Schwingungen, 2. —

Naumann: Anorganische Experimentalchemie, $5^1/_4$; Praktische Übungen und Untersuchungen im chemischen Laboratorium, tägl.; Untersuchung von Nahrungsmitteln und technischen Erzeugnissen (mit Thomae), tägl.; Chemische Übungen für Mediziner, tägl. — **Schroeder**: Analytische Chemie II, 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Chemie, mit Exkursionen, 2; Grundlehren der physikalischen Chemie mit Demonstrationen, 2. — **Thomae**: Pharmazeutisch-chemische Präparate II, 2; Untersuchung von Nahrungsmitteln, Genussmitteln und Gebrauchsgegenständen, 2. — **Elbs**: Chemisches Praktikum, tägl.; Elektrochemisches Praktikum, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner (mit Brand), 5; Chemisches Kolloquium, $1^1/_2$; Elektrochemie, theoretisch und experimentell, 2. — **Brand**: Heterozyklische Verbindungen, 2. —

Pasch: Differential- und Elemente der Integralrechnung, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Geometrie der Ebene, 3; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, $1^1/_2$. — **Netto**: Analytische Mechanik, 4; Elliptische Funktionen, 3; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, $1^1/_2$. — **N. N.**: Darstellende Geometrie I, mit Übungen, 6; Einleitung in die synthetische Geometrie, 2. —

Universität Göttingen.

Riecke: Experimentalphysik II, 3; Physikalische Übungen im Laboratorium, 8; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 48 *g*.; Ausgewählte Teile der Wärmelehre, 1 *g*. — **Voigt**: Einführung in die Vektoranalysis und Mechanik, 3, Übungen, 1 *g*.; Theorie und Anwendung des Potentials, 4; Physikalische Übungen im Laboratorium, 4; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 48 *g*. — **Simon**: Magnetismus, 2; Elektrotechnik, 1; Elektrotechnisches Praktikum, 3; Telephonie, 1 *g*.; Physik und Weltanschauung, 1 *g*.; Selbständige Arbeiten, 48.

— **Stark**: Theoretische Ergänzungen zum physikalischen Praktikum, 1. — **Bose**: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 3; Grundzüge der Maxwellschen Theorie, 2; Übungen in der Selbstanfertigung und Handhabung von Demonstrationsapparaten, 3. — **Wiechert**: Einführung in das Vermessungswesen II, 4; Vermessungswesen, 1 *g.*; Physik der Erdrinde, 1 *g.*; Geophysikalisches Praktikum, *g.* — **Prandtl**: Ausgewählte Teile der technischen Physik, 2; Maschinenpraktikum, 5; Selbständige Arbeiten Vorgeschrittener, 48 *g.* — **Nernst**: Physiko-chemische Arbeiten und Übungen, tägl.; Verwandtschaftslehre, 3; Neuere Atomistik, 1 *g.*; Physiko-chemisches Kolloquium, 1 *g.* — **Coehn**: Angewandte Elektrochemie, 2; Elektrochemische Übungen, 2. —

Wallach: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemisches Praktikum, 20 und 30; Chemisches Kolloquium, 1 *g.* — **Tammann**: Die Lehre vom Gleichgewicht heterogener Systeme in Anwendung auf die anorganische Chemie, 1; Praktikum der anorganischen Chemie für Vorgeschrittene, 20; Neuere Forschungen auf dem Gebiete der anorganischen Chemie, 1 *g.* — **Tollens**: Technische Chemie für Landwirte, 3; Praktikum im agrikultur-chemischen Laboratorium, 30 *g.* — **Polstorff**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 4; Untersuchung der Nahrungsmittel, 2; Chemisches Kolloquium für Pharmazeuten, 2 *g.* — **Fischer**: Chemische Technologie, 2; Technologische Tagesfragen, 1 *g.* — **Kötz**: Auf- und Abbau organischer Verbindungen, 1. — **v. Braun**: Entwicklungsgeschichte der chemischen Theorien, 2; Chemische Tagesfragen, 1 *g.* — **Borsche**: Chemie der Teerdestillationsprodukte, 3. — **Biltz**: Über Stickstoff und seine anorganischen Verbindungen, 1; Über Kolloide, 1. —

Klein: Mathematischer Unterricht an den höheren Schulen, 4; Elastizitätslehre, 2 *g.* — **Hilbert**: Variationsrechnung, 4; Bestimmte Integrale, 2; Übungen zur Mechanik, 2 *g.* — **Schwarzschild**: Astrophysik, 2; Theorie der optischen Instrumente, 2; Astronomisches Kolloquium, 1 *g.*; Elastizitätslehre (mit Klein), 2 *g.* — **Minkowski**: Differential- und Integralrechnung II, 4, Übungen, 1; Analysis situs, 2; Übungen zur höheren Mechanik (mit Hilbert), 2 *g.* — **Brendel**: Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3; Übungen im Seminar für Versicherungswissenschaft, 1 *g.*; Einführung in die Versicherungsrechnung, 2. — **Ambronn**: Theorie der Kometen und Planeten, 3; Übungen an den Instrumenten der Sternwarte, tägl.; Berechnung von Kometen- und Planetenbahnen, 3 *g.* — **Zermelo**: Einleitung in die Theorie der algebraischen Gleichungen, 4. — **Blumenthal**: Reihenentwicklungen der mathematischen Physik, 3. —

Universität Graz.

Pfaundler: Experimentalphysik, 5; Physikalische Übgn., 12; Geschichte der Physik, 1 *g.* — **Streintz**: Masse und Messmethoden der Elektrizität, 2. — **Wassmuth**: Über Elektrizität und Magnetismus, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 3 *g.* — **Richter**: Meteorologie und Klimatologie, 3. —

Skraup: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4; Übungen für Vorgeschrittene, 20. — **Hofmann**: Ausgewählte Kapitel aus Chemie mit Experimenten, 1. — **Schrötter**: Pharmazeutische Chemie, 4; Chemie der heterozyklischen Verbindungen, 2. — **v. Hemmelmayr**: Organische Synthese, 1. —

Frischauf: Algebraische Analysis, 3; Analytische Geometrie, 2. — **Dantscher v. Kollesberg**: Allgemeine Arithmetik, Einleitung in die Analysis, 5; Mathematisches Seminar, 2 *g.* — **Streissler**: Darstellende Geometrie: Centrale Projektion, 3. — **Hillebrand**: Theorie der Präzession und Nutation, 3; Grundzüge der Mondbewegung, 1; Die Technik des numerischen Rechnens, 1. —

Technische Hochschule Graz.

v. Ettingshausen: Physik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Elemente der mechanischen Wärmetheorie, Magnetismus, Elektrizitätslehre, Optik, 5; Elektrotechnik, 3, Übungen, 8. — **Streintz**: Masse und Messmethoden der Elektrizität, 2; Wärmelehre I: Thermodynamik, 2. — **Bartl**: Theoretische Maschinenlehre I, 2, IIa, $2^1/_2$, IIb, 2; Allgemeine Maschinenkunde I, 4. — **Bendl**: Maschinenbau Ia, 3, Übungen, 10, Ib, 3, Übungen, $10^1/_2$, IIb, 4, Übgn., 15. — **Forchheimer**: Enzyklopädie der Ingenieurwissenschaften, 3, Übungen, 3. — **Iberer**: Technisches Zeichnen für Hörer der Maschinenbauschule: Maschinenzeichnen, 4. —

Emich: Anorganische Chemie, 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, für Vorgeschrittene. — **Andreasch**: Qualitative chemische Analyse, 1; Laboratoriumsunterricht und Übgn. in der qualitativen chemischen Analyse, 18; Chemische Technologie der organischen Stoffe, 4; Laboratoriumsunterricht und Übungen in der Darstellung organisch-chemischer Präparate, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie und der chemischen Technologie organischer Stoffe, für Vorgeschrittene. — **Benj. Reinitzer**: Quantitative chemische Analyse, 1; Laboratoriumsunterricht und Übungen in der quantitativen chemischen Gewichtsanalyse, 20; Chemische Technologie der anorganischen Stoffe, 4; Laboratoriumsunterricht und Übungen in der anorganisch-technisch-chemischen Analyse, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen Chemie und der chemischen Technologie anorganischer Stoffe, für Vorgeschrittene; Enzyklopädie der technischen Chemie, 2. — **v. Hemmelmayr**: Chemie der Kohlenhydrate, 2. —

Hocevar: Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Stelzel**: Elemente der höheren Mathematik I, 4; Baumechanik I, 4, Übungen, 4; Theorie der eisernen Brücken, 4. — **Peithner v. Lichtenfels**: Mathematik II, 4, Übgn., 2. — **Schüssler**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Theorie der Kegelschnitte, 3; Seminarübungen aus darstellender Geometrie, 2. — **Wittenbauer**: Allgemeine Mechanik (einschliesslich der Elemente der graphischen Statik) I, 4; Übungen, 1; Enzyklopädie der Mechanik, 4; Technische Mechanik I: Theorie der Elastizität, 4. — **Klingatsch**: Niedere Geodäsie I: Elemente der niederen Geodäsie, 4; Höhere Geodäsie: Methode der kleinsten Quadrate, 4; Praktische Messübungen, a) Niedere Geodäsie: Zimmerübungen, b) Höhere Geodäsie: Übungen in der Anwendung der Ausgleichungen; Situationszeichnen, 4 und 2. —

Universität Greifswald.

König: Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität und Magnetismus, 4; Elementarmathematische Ergänzungen, 1 *g.*; Physikalische Übungen für Studierende der Naturwissenschaften, 6; Leitung selbständiger physikalischer Untersuchungen, tägl.; Besprechungen über neuere physikalische Arbeiten (mit Mie), 2 *g.* — **Holtz**: Mechanik und Molekularphysik unter Mitberücksichtigung des Alltagslebens und der Technik, gemeinfasslich, experimentell, 1; Maschinen- und Gewitterelektrizität mit Einschluss der Funkeninduktion und ihrer Anwendungen, gemeinfasslich, experimentell, 1; Physik der Gestirne mit Experimenten und zeitweiser Beobachtung der Sterne, 2 *g.* — **Mie**: Theorie der Wärme, 4, Übungen, 1 *g.*; Kleines Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten, 2. — **Schreber**: Übungen im Demonstrieren physikalischer Apparate, 1; Technische Mechanik II, 1, Übungen, 1 *g.* — **Berg**: Interferenz und Polarisation des Lichtes mit Versuchen (mit Übungen), 2; Lektüre einer Maxwellschen Abhandlung oder eines Abschnittes aus Faradays Experimentaluntersuchungen, 1 *g.* —

Auwers: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl., für Pharmazeuten und Nahrungsmittelchemiker (mit Scholtz), ganz- und halbtägig; Ausgewählte Kapitel der anorganischen Chemie, 5 *g.* — **Semmler**: Über ätherische Öle, 1; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1 *g.* — **Scholtz**: Pharmazeutische Chemie I, 2; Ausmittelung der Gifte, 2; Pharmazeutisches Kolloquium, 1 *g.* — **Posner**: Chemische Technologie II: Organische Stoffe, mit Exkursionen, 2; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 2. — **Strecker**: Qualitative Analyse, 2; Chemie der seltenen Elemente, 1; Chemisches Praktikum für Studierende der Zahnheilkunde, 3; Chemisches Kolloquium für Mediziner, 2. —

Thomé: Differential- und Integralrechnung I, 4; Theorie der ebenen algebraischen Kurven, 2 *g.*; Mathematisches Seminar, 2 *g.* — **Engel**: Funktionentheorie I, 4; Transformationsgruppen, 4; Differentialgeometrie, 1 *g.*; Mathematisches Seminar, 2 *g.* — **Kowalewski**: Mechanik II, 4, Übungen, 1 *g.*; Theorie und Anwendung der Determinanten, 2 *g.*; Über Differentialinvarianten, 1 *g.* —

Universität Halle.

Dorn: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Laboratorium: a) Übungspraktikum, 6, b) Arbeiten von Geübten, tägl.; Über elektrische und magnetische Messungen II, 2 *g*. — **Schmidt**: Wärmelehre, 3; Brechung, Interferenz und Polarisation des Lichtes mit Experimenten, 1 *g*. — **Valentiner**: Theorie der Gase, 2. —

Volhard: Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium (mit Doebner und Vorländer), tägl. ausser Sonnabend; Die Massanalyse, 1 *g*. — **Doebner**: Organische Chemie, 4; Über Alkaloide, 1 *g*. — **Schneidewind**: Agrikulturchemie I: Naturgesetze der Ernährung der landwirtschaftlichen Kulturpflanzen, Bodenkunde und Düngerlehre, 4; Technologie der Kohlehydrate (Zucker- und Spiritusfabrikation), mit Exkursionen, 1 *g*.; Demonstrationen in der agrikultur-chemischen Versuchsstation und der Versuchswirtschaft, *g*. — **Vorländer**: Reaktionsgeschwindigkeit und chemisches Gleichgewicht, 1 *g*. — **Baumert**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel I: Herstellung, Zusammensetzung und Beschaffenheit, mit technischen und gewerblichen Besichtigungen, 2; Praktische Übungen im Laboratorium für Nahrungsmittelchemie, ganz- und halbtägig, tägl. ausser Sonnabend; Gerichtlich-chemisches Praktikum, 3. — **Roloff**: Liest nicht. — **Erdmann**: Theoretische und experimentelle Elektrochemie, 1; Praktische Übungen im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. ausser Sonnabend; Elektrochemisches Praktikum, 3. —

Cantor: Analytische Mechanik, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Wangerin**: Synthetische Geometrie, 4; Integralrechnung, mit Übungen, 4; Variationsrechnung, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Eberhard**: Analytische Geometrie des Raumes mit besonderer Berücksichtigung der Flächen 2. Ordnung, 2; Ausgewählte Kapitel der analytischen Geometrie der Ebene, mit Übungen, 2 *g*. — **Grassmann**: Streckenrechnung und deren Anwendung auf die Flächentheorie (mit Übungen), 3; Elemente der darstellenden Geometrie, 2, Übungen, 1 *g*. — **Buchholz**: Das mechanische Potential und die Elemente der höheren Geodäsie, 2. — **Bernstein**: Partielle Differentialgleichungen I: Hydrodynamik und Akustik, 4, Übungen, 1 *g*. —

Technische Hochschule Hannover.

Dieterici: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Akustik, Optik, 4; Arbeiten im Laboratorium der Physik (mit Precht), 4. — **Precht**: Grundzüge der Physik, für Architekten, 3; Praktische Physik, 2; Photographie: Photographische Arbeiten für Fortgeschrittene, 4. — **Kohlrausch**: Grundzüge der Elektrotechnik, 3; Theoretische Elektrotechnik, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Beckmann, Winkelmann, Meyer und Behne), Übungen, 8, II, Übungen, für Maschineningenieure, Übungen, 8. — **Heim**: Elektrische Anlagen I: Einzelanlagen (mit Winkelmann und Reichelt), 3, Übungen, 2; Entwerfen von Dynamomaschinen und Transformatoren (mit Reichelt), 2, Übungen, 2; Telegraphie und Telephonie, 2; Elektrische Kraftübertragung, für Maschineningenieure, 2; Grundzüge der technischen Elektrolyse, 2; Elektrolytische Übgn. (mit Reichelt), 4. — **Beckmann**: Praktische Elektrotechnik für Anfänger II, 1; Elektrotechnische Messkunde I, 2. Teil, 2. — **Franke**: Technische Physik, 4; Technisch-physikalisches Seminar, 2. — **Fischer**: Allgemeine mechanische Technologie (mit Anthes), 4; Spezielle Technologie I (einschliesslich Werkzeugmaschinenkunde (mit Anthes), 4, Übgn., 2. — **Riehn**: Bau und Theorie der Kraftmaschinen (mit Diedrich, Quelle, Siekmann und Kirchhoff), 6, Übungen, 8; Übungen im Entwerfen von Kraft- und Hebemaschinen (mit Diedrich, Quelle und Siekmann), 4; Schiffbau, 3, Übungen, 4. — **Frank**: Maschinenorgane (mit Ryssel, Wegener und Pilgram), 5, Übungen, 7; Eisenbahnmaschinenbau (mit Ryssel und Pilgram), 3, Übungen, 3. — **Frese**: Ingenieurlaboratorium I und II (mit Mestwerdt, Schaefer, le Noir und Schürmann), 1, Übungen, 4; Theoretische Maschinenlehre: Anwendung der Wärmelehre auf das Gebiet des Maschinenwesens (mit Schaefer), 4. — **Troske**: Grundzüge des Maschinenbaues (mit Griffel), 3, Übungen, 4; Regulatoren der Kraftmaschinen, 2; Fabrikanlagen und Eisenbahnwerkstätten, 2. — **Klein**: Allgemeine Maschinenlehre I (mit Schmidt), 4; Grundzüge der Maschinenlehre (mit Schmidt), 3; Hebezeuge und Pumpen (mit Schmidt und Griffel), 2. — **Weber**: Mechanik I, 3, Übungen, 1, II, 4, Übungen, 1; Statik der Baukonstruktionen, 3, Übungen, 1; Maschinenzeichnen (mit Wegener, Schaefer und Griffel), 4. — **Mestwerdt**: Heizung, Lüftung und Beleuchtung geschlossener Räume, 3. —

Seubert: Anorganische Chemie, 6; Arbeiten im Laboratorium der anorganischen Chemie (mit Eschweiler, Jänecke und Becker), tägl. ausser Sonnabend. — **Eschweiler**: Analytische Chemie, 2. — **Behrend**: Organische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium der organischen Chemie (mit Keiser), tägl. ausser Sonnabend. — **Keiser**: Entwicklungsgeschichte der Chemie, 1. — **Ost**: Grundzüge der chemischen Technologie, für Nichtchemiker, 3; Chemische Technologie I, für Chemiker, 4, Übungen, 2; Übungen in der Elektroanalyse (mit Meyer), 6; Arbeiten im Laboratorium der technischen Chemie (mit Meyer), tägl. ausser Sonnabend. — **Laves**: Grundzüge der Nahrungsmittelchemie, mit Demonstrationen, 2 *g*. — **Rinne**: Grundzüge der Mineralogie I, für Chemiker, 2, Übungen, 1; Chemisch-krystallographische Untersuchungsmethoden, Übungen, 2; Hüttenkunde, 3. —

Kiepert: Differential- und Integralrechnung I, 5, Übgn., 1; Geometrie der Lage, 3; Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, mit Übungen, 3. — **N. N.**: Differential- und Integralrechnung II, 4, Übungen, 1; Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, mit Übungen, 3. — **Rodenberg**: Darstellende Geometrie (mit Peters, Fresenius, Fatken), 3, Übungen, 6, II, 3, Übungen, 6. — **Petzold**: Algebraische Analysis und Trigonometrie, 3; Übungen in der Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 1. — **Reinhertz**: Grundzüge der praktischen Geometrie (mit Petzold), 2; Geodäsie I (mit Petzold), 4, Übungen, 2, II (mit Petzold), 2; Höhere Geodäsie, 2. —

Universität Heidelberg.

Quincke: Experimentalphysik: Allgemeine Physik, Wärme, Akustik, 5; Praktische Übungen und Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen im physikalischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Physikalisches Praktikum, 4. — **Pockels**: Theorie der Wärme, 3; Theoretisch-physikalische Übungen, 1; Einführung in die Elektrotechnik, 1. — **Weber**: Geometrische Optik mit besonderer Berücksichtigung des Mikroskops, 1; Wissenschaftlich-photographische Übungen, 2. — **Kalähne**: Die neueren Ergebnisse der experimentellen Optik und Elektrizitätslehre, 1; Die partiellen Differentialgleichungen in der mathematischen Physik, 1. —

Curtius: Allgemeine Chemie I: Anorganische Experimentalchemie, 6; Praktische Übungen und Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl. ausser Sonnabend; Chemischer Referateabend, 14 tägig, 2 *g*.; Chemisches Praktikum für Mediziner, 20. — **Brühl**: Organische Chemie, 3; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **Jannasch**: Gewichtsanalyse, 2; Chemische Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel, 1; Gasanalytisches Praktikum, 3; Analytisches Praktikum zur Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel, 8. — **Knoevenagel**: Chemie der Benzolderivate, 3; Chemie und Technologie der Teerfarbstoffe, 2. — **Bredig**: Chemische Gleichgewichtslehre, 2; Einführung in die physikalische Chemie und ihre Messmethoden, 2; Theoretische Übungen, 14 tägig, 1½ *g*. — **Krafft**: Organische Chemie, 3; Praktisch-chemische Übungen und Arbeiten, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum für Anfänger, halbtägig. — **Dittrich**: Die selteneren Elemente und ihre wichtigsten Reaktionen, 1; Chemisches Praktikum und Anleitung zu wissenschaftlichen anorganisch-analytischen Untersuchungen, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum für Anfänger und Mediziner, tägl. ausser Sonnabend, halbtägig; Elektroanalytisches Praktikum, 3; Chemisches Praktikum (auch für Mediziner), in den Herbstferien von Anfang September bis Mitte Oktober, in den Osterferien nach Semesterschluss beginnend. — **Stollé**: Pharmazeutische Chemie II: Organischer Teil, 3; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 2. — **Klages**: Heterozyklische Verbindungen, 1. — **Darapsky**: Geschichte der Chemie II, 1. —

Koenigsberger: Höhere Algebra, 4; Theorie der

Differentialgleichungen, 2; Variationsrechnung, 1; Elemente der Zahlentheorie, 1; Übungen des mathematischen Unter- und Oberseminars, 2. — **Cantor**: Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*.; Politische Arithmetik, 2. — **Eisenlohr**: Theoretische Optik, 4; Differential- und Integralrechnung, 5; Über das Potential, 2. — **Koehler**: Synthetische Geometrie des Raumes, 3. — **Landsberg**: Darstellende Geometrie, mit Übungen, 4; Einleitung in die höhere Analysis, 4. — **Böhm**: Theorie der elliptischen Funktionen mit Einführung in die allgemeine Funktionentheorie, 3—4; Ebene und sphärische Trigonometrie (auch für Nichtmathematiker), 1—2. — **Mohr**: Chemisches Rechnen mit besonderer Berücksichtigung der Anwendung des Rechenschiebers, 1. — **Valentiner**: Bahnbestimmung von Kometen und Planeten, 3. — **Wolf**: Elemente der Astronomie (Mathematische Geographie), 2 *g*. —

Universität Jena.

Winkelmann: Experimentalphysik II: Akustik, Wärme, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum, a) für Physiker, 6, b) für Chemiker, 4; Physikalische Spezialuntersuchungen, tägl.; Repetitorium der Physik für Mediziner und Pharmazeuten, 1 *g*. — **Abbe**: Liest nicht. — **Auerbach**: Thermodynamik, 3; Grundzüge der geometrischen Optik, $1^1/_2$. — **Straubel**: Physikalische Optik II, 2. — **Ambronn**: Einleitung in die Theorie des Mikroskops, 2; Übungen in der Handhabung des Mikroskops und seiner Nebenapparate, 2 *g*.; Übungen in der Handhabung der Apparate für Mikrophotographie und Projektion, 2 *g*. — **Rau**: Technische Mechanik, 4; Einführung in die Wechselstromtechnik, 2 *g*.; Graphische Übungen, 2 halbe Tage; Elektrotechnisches Praktikum, 2 halbe Tage. —

Knorr: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Wolff), a) Vollpraktikum, tägl., b) Halbpraktikum, halbtägig, tägl., c) Praktikum für Mediziner, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Duden und Rabe). — **Wolff**: Analytische Chemie, 3; Elektrolyse und elektrolytisches Praktikum, 2. — **Duden**: Besprechung der chemischen Tageslitteratur, 1. — **Immendorff**: Agrikulturchemie II: Tierernährungslehre (Fütterungslehre), 3; Technische Chemie für Landwirte, 2; Chemisches Praktikum für Landwirte, a) grosses, tägl., b) kleines, 7; Agrikulturchemisches Seminar für Fortgeschrittene, 2 *g*. — **Vongerichten**: Chemische Technologie: Die anorganische Grossindustrie (mit Exkursionen), 2; Technisch-chemisches Praktikum, tägl.; Kursus in Färberei und Druckerei, 4. — **Matthes**: Pharmazeutische Chemie I: Anorganische Chemie, 3; Pharmazeutisches Halbpraktikum: Ausmittelung der Gifte, Darstellung und Untersuchung pharmazeutischer Präparate, 15; Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel: Voll- und Halbpraktikum. — **Gänge**: Gerichtliche Chemie, 1; Praktische Übungen in chemischen Untersuchungen vermittelst optischer Instrumente, 2. — **Rabe**: Allgemeine Chemie, 1. —

Thomae: Bestimmte Integrale, 4; Differentialgeometrie, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Gutzmer**: Integralrechnung, mit Übungen, 5; Variationsrechnung, 4; Mathematisches Kolloquium, 2 *g*. — **Frege**: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Begriffsschrift, 1 *g*. — **Knopf**: Bestimmung der Bahnen der Planeten und Kometen, 3; Interpolationsrechnung und mechanische Quadratur, 2. —

Universität Innsbruck.

Exner: Kündigt später an. — **Czermak**: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Magnetismus und Elektrizität, 5; Praktische Übungen für Mediziner, 2 *g*, für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Radakovic**: Ausgewählte Kapitel aus der Wärmelehre, 2; Praktische Übungen im Laboratorium für Anfänger, 6. — **Tollinger**: Kündigt eventuell später an. — **Hammerl**: Elektrotechnik II: Über Wechselströme und Wechselstrommaschinen, 2. — **Trabert**: Einleitung in die Meteorologie, 2; Ausgewählte Kapitel der kosmischen Physik, 2; Erdmagnetismus, 1. —

Brunner: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl.; Praktische Übungen in analytischer Chemie, halbtägig, tägl. — **Hopfgartner**: Die Lehre von den Atomen und Molekülen, 2; Die Theorie der elektrolytischen Dissoziation in Lösungen und einige ihrer Anwendungen, 2. — **Zehenter**: Chemische Technologie: Heiz- und Leuchtstoffe, Wasser, Schwefelsäure- und Sodaindustrie, 2. —

Otto Stolz: Die Doppelintegrale und die Elemente der Variationsrechnung, 3—4; Theorie der Funktionen von komplexen Veränderlichen nach Cauchy und Weierstrass, 3. — **Zindler**: Determinantentheorie und Algebra, mit Übungen, 3; Über Differentialgleichungen, mit Übungen, 3; Ausgewählte Abschnitte der Elementargeometrie, 1. — **Menger**: Projektive Geometrie, 2. — **v. Oppolzer**: Sphärische Astronomie, Theoretischer Teil, 4; Astronomisches Kolloquium, 1. —

Technische Hochschule Karlsruhe.

Lehmann: Experimentalphysik, 4; Physikalisches Seminar (mit Sieveking), 1; Physikalisches Repetitorium (mit Sieveking), 1; Physikalisches Laboratorium (mit Sieveking), 6; Molekularphysik, 1. — **Schultheiss**: Meteorologie (Klimatologie), 1. — **Arnold**: Dynamobau I: Gleichstrommaschinen und synchrone Wechselstrommaschinen, 3, II: Transformatoren und asynchrone Wechselstrommaschinen, 3. Übungen im Konstruieren elektrischer Maschinen und Apparate, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Schleiermacher), 12, II, 8. — **Meidinger**: Heizung und Ventilation der Wohnräume, mit Exkursionen, 2. — **Schleiermacher**: Grundlagen der Elektrotechnik und Messkunde, 2; Theoretische Elektrizitätslehre, 3; Elektrische Messungen, 1. — **Teichmüller**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Seminar, 1; Elektrische Anlagen und Leitungen, 2; Übungen im Entwerfen von elektrischen Anlagen, 2; Schwachstromtechnik, 2. — **Bragstad**: Theorie der Wechelströme, 2, Übungen, 1; Elektrische Bahnen, 2. — **Schmidt**: Photographisches Praktikum (mit Vorträgen über die Theorie der Photographie, Darstellung lichtempfindlicher Präparate), 4. — **Benoit**: Hebe- und Transportmaschinen (ausgewählte Kapitel), 3; Eisenbahnmaschinenwesen, 2 Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 4; Entwerfen von Hebemaschinen, 6; Entwerfen von Hebemaschinen, Pumpen und Gebläsen, 6. — **Brauer**: Theoretische Maschinenlehre: Theorie der Turbinen, Mechanische Wärmetheorie, 6, Übungen, 3; Festigkeitslehre, 2; Untersuchungen an Dampfmaschinen, Dampfkesseln, Gaskraftmaschinen, Wasserkraftmaschinen und Arbeitsmaschinen, Materialprüfungen auf Elastizität und Festigkeit, Hydraulische Versuche, 3. — **Grassmann**: Dampfmaschinen und Kessel I, 3, III und Gasmaschinen, 2; Entwerfen von Dampfmaschinen und Kesseln, 6; Entwerfen von Dampfmaschinen, für Studierende der Elektrotechnik, 6. — **Keller**: Maschinenelemente, 4; Maschinenkonstruktionen: Triebwerke usw., für Studierende des Maschinenwesens, 8, für Studierende der Elektrotechnik, 4, für Studierende des Ingenieurwesens: Triebwerke, Hebezeuge usw., 4; Wasserkraftanlagen, 1; Bau der Wasserkraftmaschinen, 1. — **Lindner**: Maschinenkunde, 3; Maschinenfabrikation, 2; Mechanische Technologie: Mühlenindustrie, 2; Technisches Zeichnen für Chemiker, 2; Technologische Exkursionen. — **Bergmann**: Doppelte Buchführung für technische Anlagen, 1 *g*. —

Bunte: Chemische Technologie I: Zuckerfabrikation, Gärungsgewerbe, Brennerei, Brauerei usw., 2, II: Wasser, Beleuchtungstechnik, 2; Metallurgie, 1; Brennstoffe und industrielle Feuerungen, 1; Übungen in der technischen Analyse (mit Eitner), für Chemiker, 4, für Maschineningenieure, 3; Gaschemische Übungen (mit Haber), 2; Arbeiten im chemisch-technischen Laboratorium, 5 Tage; Übungen in der technischen Analyse für Vorgerücktere, tägl.; Technologische Exkursionen. — **Engler**: Anorganische Experimentalchemie, 4; Chemisches Kolloquium, 1; Theoretische Chemie, 1; Chemisches Laboratorium, 5 Tage. — **Le Blanc**: Überblick über die theoretische und technische Elektrochemie, 2; Physikalische Chemie I: Stöchiometrie, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Kolloquium für Vorgeschrittene, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, 5 Tage; Physikalisch-chemischer und elektrochemischer Einführungskurs, 8 Wochen; Übungen im elektrochemischen Laboratorium für Elektrotechniker, 3. — **Dieckhoff**: Pharmazeutische Chemie, 2; Gerichtliche Chemie, 2. — **Eitner**: Methoden der technischen Analyse, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Analyse für Maschineningenieure und Elektrotechniker, 1. — **Haber**: Chemische Technologie der Faserstoffe I: Faserstoffe, Teerfarbenfabri-

kation, 2; Chemie der Gase, 2. — **Kast**: Industrie des Petroleums, der Fette und Harze, 2. — **Rupp**: Chemische und mikroskopische Untersuchung der Nahrungsmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Scholl**: Chemie der Benzolderivate I und II, 2. — **Wöhler**: Analytische Chemie II, 2; Anorganisch-chemisches Seminar, 1. —

Haussner: Elementare und analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 2, Übungen, 1; Arithmetik und Algebra, 2, Übungen 1; Ebene und sphärische Trigonometrie, 2, Übungen, 1; Raumkurven und krumme Flächen, 2. — **Heun**: Mechanik I und II, 4, Übungen, 2; Behandlung von Problemen der Mechanik, 2; Mechanisches Seminar für Fortgeschrittenere, 4. — **Krazer**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Schur**: Darstellende Geometrie I und II, 4, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 2. — **Wedekind**: Höhere Mathematik II, 3. — **Hamel**: Übungen in den Grundlehren der höheren Mathematik, 1; Vektorrechnung mit Anwendungen, 2; Elemente der Mechanik, 3, Übungen, 1. — **Ludwig**: Ausgewählte Kapitel aus der geometrischen Bewegungslehre, 2. — **Haid**: Praktische Geometrie, 3; Höhere Geodäsie, 3; Geodätisches Praktikum I, für Ingenieure, Forstleute und Geometer, 2, III, für Geometer, 3; Methode der kleinsten Quadrate, 2. — **Bürgin**: Katastervermessung, Feldbereinigung, 2, Übungen, 1; Repetitorium der praktischen Geometrie, 2; Plan- und Terrainzeichnen, für Ingenieure, 2, für Forstleute, 2, für Geometer, 4; Übungen im trigonometrischen Rechnen, 2; Graphische Ausarbeitung der grossen geodätischen Exkursionen, 2. —

Universität Kiel.

Lenard: Experimentalphysik: Allgemeine Physik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, Mediziner und Pharmazeuten, 7; Physikalische Untersuchungen Fortgeschrittener, tägl. ausser Sonnabend; Besprechungen physikalischer Fragen, 1 *g*. — **Weber**: Einleitung in die theoretische Physik: Mechanik und Elastizität, 4; Physikalische Masseinheiten, 1 *g*; Ausgewählte physikalische Messungen und Untersuchungen, tägl. ausser Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. —

Harries: Organische Experimentalchemie, 4; Chemisches Praktikum in der anorganischen Abteilung (mit Biltz), halb- und ganztägig, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum in der organischen Abteilung, tägl. — **Rügheimer**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 3; Über die Alkaloide und deren Ermittelung bei Vergiftungsfällen, 1; Über pharmazeutisch wichtige Alkaloide, 14tägig, 1 *g*. — **Biltz**: Chemie der Metalle, 3; Einführung in die physikalische Chemie, 2. — **Berend**: Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1; Repetitorium der organischen Chemie, 1 *g*. — **Stoehr**: Alkaloide, 1. — **Feist**: Die grundlegenden Theorien der Chemie, 1; Besprechung neuerer Arbeiten auf dem Gebiete der organischen Chemie (6. Serie), 14tägig, 1 Abend. — **Preuner**: Einführung in die Elektrochemie, 2. — **Emmerling**: Agrikulturchemie (praktischer Teil), 1 *g*. —

Pochhammer: Einleitung in die Zahlentheorie, 3; Funktionentheorie, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Stäckel**: Integralrechnung, 3; Differentialgeometrie krummer Flächen, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 1½ *g*. — **Weinnoldt**: Darstellende Geometrie, 4. — **Harzer**: Die allgemeinen Störungen kleiner Planeten nach Hansens Methode, 3; Differenzenrechnung, 1 *g*. — **Kreutz**: Berechnung von Doppelsternbahnen, 2; Astronomische Übungen, 1 *g*. — **Kobold**: Die Figur der Erde, 2; Geodätische Übungen, 2 *g*. — **Grossmann**: Theorie der astronomischen Refraktion, 2; Geschichte und Beschreibung astronomischer Instrumente (gemeinverständlich), 1 *g*. — **Strömgren**: Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der Bewegungen der Himmelskörper, 2. —

Universität Königsberg.

Pape: Liest nicht. — **Volkmann**: Theorie des Lichtes, 4; Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten, für Anfänger und Vorgerückte, 6; Physikalisch-theoretische Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 1 *g*. —

Lossen: Liest nicht. — **Klinger**: Anorganische Chemie, 4; Übungen im Laboratorium, a) für Chemiker, tägl. ausser Sonnabend, b) für Mediziner und Naturwissenschaftler, halbtägig, tägl. ausser Sonnabend; Über Metalle und Salze, 1 *g*. — **Stutzer**: Agrikulturchemie II: Ernährung der Tiere, 4; Grundlagen der Chemie, 2; Seminaristische Übungen (mit Albert und Buhlert), 2 *g*. — **Blochmann**: Technische Chemie I: Metallurgie, 2; Ausgewählte Kapitel aus der quantitativen Analyse, 1 *g*. — **Partheil**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 4; Galenische Präparate, 1; Massanalyse, 1; Praktische Übungen im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Radioaktive Stoffe, 1 *g*. — **Lassar-Cohn**: Aromatische Chemie II, 2. — **Löwenherz**: Technische Elektrochemie, mit Demonstrationen, 1; Theoretische Elektrochemie, mit Demonstrationen, 1; Einleitung in die organische Chemie, mit Demonstrationen, 1; Elektrochemische und physikalisch-chemische Übungen und Arbeiten, *g*. —

Meyer: Angewandte Mathematik: Wahrscheinlichkeitsrechnung, Ausgleichung und Interpolation, Numerisches Rechnen, Graphik, 4, Übungen, 1 *g*; Determinanten, 2. — **Schoenflies**: Einleitung in die Theorie der Differentialgleichungen, 4; Flächen 2. Grades, 2; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Saalschütz**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Bernoullische Funktionen mit einer Einleitung über die Bernoullischen Zahlen, 2 *g*. — **Cohn**: Sphärische Astronomie, 3. — **Vahlen**: Nichteuklidische Geometrie, 3. —

Universität Leipzig.

Wiener: Experimentalphysik II: Licht, Magnetismus, Elektrizität, 5; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Praktikum, 9; Physikalisches Kolloquium (mit Des Coudres), 2 *g*. — **Des Coudres**: Optik: Elektromagnetische Lichttheorie, 4; Thermodynamik der Strahlung, 1 *g*; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. — **v. Oettingen**: Meteorologie, 1 *g*. — **Marx**: Kathodenstrahlen, Radiumstrahlen und Elektronentheorie, 2; Wechselströme und elektrische Schwingungen, mit Experimenten, 2. — **Dahms**: Theorie der Wärme, 2. —

Ostwald: Naturphilosophie, 2; Chemisches Praktikum, ganz und halbtägig, tägl.; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Luther), tägl.; Besprechung wissenschaftlicher Arbeiten, 1 *g*. — **Beckmann**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Besprechung pharmazeutisch-chemischer Präparate: Organischer Teil, 2 *g*; Chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl.; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungsmittel-Chemie, tägl.; Pharmazeutisch-toxikologisches Praktikum, halbtägig, tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner, 6; Übungen und Unterweisungen in der chemisch-technischen Abteilung, tägl. — **Hantzsch**: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum für Analytiker, a) ganztägig, tägl., b) halbtägig, 20; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Stobbe, Rassow und Ley), tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner, 6. — **Stobbe**: Organische Chemie III: Heterozyklische Verbindungen, 1; Die Zuckergruppe, 1. — **Wagner**: Experimentelle Einführung in die Chemie, 1 *g*; Anwendungen der Massanalyse, 1; Chemisches Praktikum für Lehrer: Analyse und Schulversuche, tägl. — **Rassow**: Chemische Technologie (organische Betriebe): Zellstoff, Stärke, Zucker, Gärungsgewerbe, Fette und Öle, mit Exkursionen, 2; Chemie und Technologie der Teerfarbstoffe, 2; Kursus der praktischen Verwendung der organischen Farbstoffe: Färberei und Zeugdruck, 3; Chemisch-technologisches Praktikum für Fortgeschrittenere, tägl. — **Luther**: Einführung in die thermodynamische Behandlung der Chemie, mit besonderer Berücksichtigung von W. Gibbs und M. Planck, 2. — **Bodenstein**: Angewandte Elektrochemie, 2. — **Böttger**: Spezielle Anwendungen der physikalischen Chemie, 2. — **Schall**: Einige physikalisch-chemische Konstanten und ihre Bedeutung, 2. — **Ley**: Chemische Konstitutionsbestimmung auf physiko-chemischer Grundlage, 2; Ausgewählte Kapitel der anorganischen Chemie, 1. — **Beck**: Untersuchungs- und Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 2. —

Scheibner: Liest nicht. — **Neumann**: Theorie des Potentials und der Kugelfunktionen, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Mayer**: Variationsrechnung, 4, Übungen, 1 *g*. — **Hölder**: Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*; Zahlentheorie, 2. — **Hausdorff**: Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*. — **Liebmann**: Analytische Geometrie des Raumes, 2, Übungen, 1 *g*; Determinanten, 2. — **Rohn**: Projektive Geometrie. — **Bruns**: Sphärische Astronomie, 4; Seminar für

wissenschaftliches Rechnen, 2 *g*; Praktische Übungen in der Sternwarte (mit Peter), *g*. — **Peter**: Allgemeine Astronomie, 2. —

Universität Marburg.

Richarz: Experimentalphysik: Wärme, Magnetismus und Elektrizität, 5; Grundlagen der Maxwellschen Elektrizitätslehre, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Feussner), 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Feussner), 6; Leitung eigener Untersuchungen, tägl. — **Feussner**: Theoretische Physik II: Wärme, 4. — **Schaum**: Physikalische Chemie I: Mathematische Einführung, 2, Übungen, 1 *g*; Interferenz und Polarisation, 1. — **Schulze**: Hydrodynamik und Akustik, 2; Anleitung zum Berechnen einfacher physikalischer Aufgaben, 1. —

Zincke: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie für Chemiker und Mediziner, 5; Repetitorium über anorganische Chemie für Mediziner, 1; Praktische Übungen in der allgemeinen und analytischen Chemie, sowie selbständige chemische Arbeiten (mit Schenck), tägl.; Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner (mit Schenck), 3. — **E. Schmidt**: Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 6; Prüfung der Arzneimittel, 1; Ausmittelung der Gifte, 1; Praktische Übungen in der analytischen und forensischen Chemie, sowie in der Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel und selbständige chemische Arbeiten (mit Rupp). — **Fittica**: Analytische Chemie, 3; Ältere Geschichte der Chemie, 1 *g*. — **Reissert**: Chemie der Benzolverbindungen, 2. — **Schenck**: Spezielle anorganische Chemie, 3; Elektrochemisches Praktikum, 3. — **Rupp**: Untersuchung der galenischen Präparate des Arzneibuches, 1; Ausgewählte Kapitel vom Gebiete der Chemie, 1 *g*; Repetitorium der Chemie, 4. — **Haselhoff**: Chemie der Nahrungsmittel, 2. —

Hensel: Theorie der elliptischen Funktionen, 4; Algebraische Auflösung der Gleichungen, 3; Nichteuklidische Geometrie, 1; Übungen des Mathematischen Seminars, 2 *g*. — **N. N.**: Differential- und Integralrechnung II, 5; Variationsrechnung, 2; Mathematische Übungen, 1 *g*. — **v. Dalwigk**: Analytische Geometrie des Raumes (bes. Flächen 2. Grades), 4; Darstellende Geometrie, mit Übungen, II: Perspektive, 2. — **Jung**: Allgemeine Kurven- und Flächentheorie, 4. —

Universität München.

Röntgen: Experimentalphysik I, 5; Praktische Übungen im Laboratorium (mit Graetz), 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Graetz**: Analytische Mechanik, 5; Theorie der Elektronen, 2; Über Fortschritte und Errungenschaften der exakten Naturwissenschaft, 1 *g*. — **Zehnder**: Über elektrische Schwingungen, mit Demonstrationen, 2. — **Korn**: Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik, 4. — **Erk**: Allgemeine Meteorologie und Klimatologie, 4; Meteorologisches Praktikum, tägl. *g*. — **Donle**: Einführung in die elektromagnetische Theorie des Lichtes, 2. — **Brunn**: Einleitung in die mathematische Auffassung der Naturwissenschaften nebst Elementen der mechanischen Wärmetheorie, 4. —

v. Baeyer: Unorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit K. Hofmann und Piloty in der unorganischen, mit Koenigs und Willstätter in der organischen Abteilung), tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Hofmann und Vanino), 4. — **Hilger**: Pharmazeutische Chemie II: Organische Chemie, 3; Die wissenschaftlichen Grundlagen der Nahrungsmittelchemie: Gärungserscheinungen, Gärungsgewerbe, Milch- und Molkereiprodukte, 1½ *g*.; Chemisches Praktikum: Arbeiten auf dem Gesamtgebiete der angewandten Chemie, speziell der Nahrungsmittel, physiologische Chemie und elektrochemische Arbeiten, halb- und ganztägig. — **Koenigs**: Alkaloide, 1 *g*. — **K. Hofmann**: Spezielle unorganische Experimentalchemie: Metalloide und Schwermetalle, 3; Praktikum für Gasanalyse, 4; Praktikum für Spektralanalyse, 2. — **Piloty**: Analytische Chemie: Qualitative und quantitative Gewichtsanalyse, 3; Elektrolytisches Praktikum, ganztägig. — **Willstätter**: Benzolderivate, 4. — **Dieckmann**: Chemie der Fettreihe (ausgewählte Kapitel), 1 *g*. — **Sand**: Physikalische Chemie, 3. — Physikalisch-chemisches Praktikum (mit K. Hofmann), 4. —

G. Bauer: Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Lindemann**: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Einleitung in die Theorie der gewöhnlichen und der partiellen Differentialgleichungen, 4; Über die mathematischen Grundlagen des Versicherungswesens, 2; Mathematisches Seminar, 1½ *g*. — **v. Seeliger**: Grundlehren der Astronomie in gemeinverständlicher Darstellung, 4; Astronomisches Kolloquium, *g*. — **Voss**: Algebra, 4; Anwendungen der Differential- und Integralrechnung auf die Theorie der krummen Flächen, 4; Mathematisches Seminar: Theorie der partiellen Differentialgleichungen erster und zweiter Ordnung, 2 *g*. — **Pringsheim**: Differentialrechnung, 5; Elemente der Funktionentheorie, 4. — **Doehlemann**: Darstellende Geometrie I, 3¾, Übungen, 3; Raumkurven dritter und vierter Ordnung in synthetischer Behandlung, 3; Das Imaginäre in der Geometrie, 1 *g*. — **Anding**: Wird später ankündigen. — **v. Weber**: Einführung in die Theorie der Determinanten und der linearen Transformationen, 4; Enzyklopädie der Elementargeometrie, der ebenen und sphärischen Trigonometrie, mit Übungen, 3; Kugel- und Liniengeometrie, 2. —

Technische Hochschule München.

Ebert: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, Reibungs-, Berührungs- und Thermoelektrizität, 6; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen auf dem Gebiete der Physik. — **Knoblauch**: Grundzüge der Physik: Mechanik, Akustik, Wärme, Magnetismus, für Vermessungsingenieure, 3; Anwendungen der Thermodynamik auf physikalisch-chemische Erscheinungen, mit Berücksichtigung der Vorgänge in den Gasmotoren, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik. — **Fischer**: Elektromagnetismus mit besonderer Berücksichtigung der Wechselstromerscheinungen, 3; Physikalisches Praktikum für Physiker und Mathematiker, 4. — **Emden**: Potential- und Wirbeltheorie, 2. — **Edelmann**: Photographie und Lichtpauseverfahren, 1. — Unterrichtskurse in praktischer Photographie, mit Übungen, 6 Nachmittage. — **Voit**: Angewandte Physik: Heizung, Ventilation, Akustik der Gebäude, Blitzableiter, 3; Elektrotechnik für Maschineningenieure und Chemiker, 2; Beleuchtungstechnik und Konstruktion der Bogenlampen, 2; Telegraphie und Telephonie, 2. — **Heinke**: Einführung in die Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Messkunde, 2; Elektrotechnisches Praktikum I: Messtechnik und Photometrie, 8, für Vorgeschrittene, 20 bis 32; Elektrische Centralanlagen und Arbeitsübertragung, 2. — **Gleichmann**: Elektrische Schalt- und Regulierapparate, 1; Elektrische Bahnen, 2. — **Ossanna**: Elektrotechnisches Praktikum II: Messungen an Maschinen, Gleichrichtern und Transformatoren, 8; Theorie und Konstruktion der elektrischen Maschinen I: Gleichstrommaschinen und Umformer, 3, III: Transformatoren und Asynchronmotoren, 3; Entwerfen von elektrischen Maschinen, 4. — **Schröter**: Mechanische Wärmetheorie: Technische Thermodynamik, 2, Übungen, 1; Theoretische Maschinenlehre I: Dynamik des Kurbelgetriebes, Regulatoren, 3, III: Theorie der Wärmekraftmaschinen: Dampfturbinen, Verbrennungsmotoren, 2, Übungen, 2. — **v. Lossow**: Konstruktionslehre der Maschinenteile I, 6; Entwerfen von Maschinenteilen I, für Maschineningenieure, 8, für Elektroingenieure, 6; Dampfkessel und deren Feuerungen, 2. — **Ultsch**: Arbeitsmaschinen I, 2, II, 2; Entwerfen von Hebezeugen, 6. — **Camerer**: Wasserkraftmaschinen, 5; Entwerfen von Wasserkraftmaschinen, 2; Allgemeine Maschinenlehre, a) Maschinenteile, 1, b) Kraftmaschinen, 2. — **Lynen**: Entwerfen von Dampfmaschinen, 8; Konstruktionslehre der Eisenbahnmaschinen, 4. — **v. Linde**: Theorie der Kältemaschinen, 2. — **v. Hoyer**: Mechanische Technologie I, 6. — **Erk**: Allgemeine Meteorologie und Klimatologie mit besonderer Berücksichtigung der Forst- und Landwirtschaft, 4. —

Muthmann: Unorganische Experimentalchemie einschl. der Grundzüge der physikalischen Chemie, 6; Chemisches Praktikum im analytischen und elektrochemischen Laboratorium, 10 bis 30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der unorganischen Chemie und der Elektrochemie, 30. — **Schultz**: Chemisches Praktikum im organischen Laboratorium, 20 bis 30; Chemische Technologie I, 2, II, 4; Praktikum im chemisch-technischen Laboratorium, 20 bis 30. — **Eibner**: Chemie der Benzolderivate I, 2; Geschichte der aromatischen Diazoverbindungen, 1. — **Rohde**: Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie mit Berücksichtigung der Tageslitteratur,

1. — **Lipp**: Analytische Chemie der Metalle und Metalloide nebst Gewichts- und Massanalyse II, 2; Brennmaterialien und Feuerungsanlagen mit Einschluss der technischen Gasanalyse I, 2. — **Hofer**: Theoretische Elektrochemie, 2. — **Lintner**: Chemische Technologie des Wassers und der Kohlenhydrate, 3; Gärungschemisches Praktikum, 30; Technologie und Warenkunde II, 4. —

v. Braunmühl: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 3; Algebraische Analysis, 4; Mathematisch-historisches Seminar, 2. — **v. Dyck**: Höhere Mathematik III, 5, Übungen, 2; Einleitung in die Theorie der Differentialgleichungen, 4; Mathematisches Seminar (Kolloquium) (mit Finsterwalder), 2. — **Finsterwalder**: Grundzüge der höheren Mathematik, 4, Übungen, 2; Analytische Mechanik, 4. — **Kutta**: Projektive Geometrie in synthetischer Behandlung, 4, Übungen, 1. — **Burmester**: Darstellende Geometrie, 4, Übgn., 4. — **Schmidt**: Vermessungskunde I, 4, Praktikum I, 2 oder 4; Höhere Geodäsie, 4; Katastertechnik, Praktikum III a) Messübungen, 4, b) Rechenübungen, 4; Kartierungsübungen, 4. — **Bischoff**: Ausgleichungsrechnung (Praktikum), 1; Mechanisches und graphisches Rechnen, 1. — **Anding**: Elemente der Astronomie, 2. — **Föppl**: Technische Mechanik einschliesslich der Elemente der graphischen Statik und der analytischen Mechanik II: Graphische Statik, 3, III: Festigkeitslehre, 4, Übgn., 2. —

Universität Münster.

Hittorf: Liest nicht. — **Heydweiller**: Experimentalphysik II: Akustik, Magnetismus, Elektrizität, Optik, 4; Theorie des Lichtes, 2; Geschichte der Physik im 19. Jahrhundert, 1 *g*; Physikalische Übungen, 9; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl. — **Reinganum**: Theoretische Mechanik; Elektrische Schwingungen, *g*. —

Salkowski: Anorganische Chemie, 4; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2 *g*; Praktische Übungen und Leitung wissenschaftlicher Arbeiten im chemischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **König**: Analytische Chemie I, 1; Chemie der menschlichen Nahrungs- und Genussmittel, 2 *g*; Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, tägl. *g*. — **Kassner**: Massanalyse, 1 *g*; Pharmazeutische Chemie II: Aliphatische Verbindungen mit Demonstrationen und Experimenten, 4; Kolloquium über pharmazeutische Präparate und die Gegenstände des deutschen Arzneibuches (Fortsetzung), 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungen des elektrischen Stromes, 1; Toxikologische, pharmazeutisch-chemische und massanalytische Übungen im Laboratorium, Darstellung chemischer Präparate, Elementar-Analyse. Für Vorgerücktere Bearbeitung wissenschaftlicher oder technischer Aufgaben, 25. — **Bömer**: Analyse der Nahrungs- und Genussmittel I: Nahrungs- und Genussmittel aus dem Tierreich, 1 *g*; Repetitorium der Nahrungsmittelchemie, *g*. — **Thiel**: Physikalische Chemie II: Theorie der Lösungen und Elektrochemie, 3; Elektrochemisches und elektro-analytisch-präparatives Praktikum, 3; Gasanalyse mit Praktikum, 2; Repetitorium und Examinatorium der anorganischen Chemie, 2; Chemisches Kolloquium, 1 *g*. —

Killing: Analytische Geometrie II, 4, Übungen, 1 *g*; Elliptische Funktionen, 4; Übungen des mathematischen Unterseminars, 2 *g*. — **v. Lilienthal**: Analytische Mechanik II, 4; Einleitung in die Theorie der Differentialgleichungen, 4; Mathematisches Oberseminar, 1 *g*. — **Dehn**: Darstellende Geometrie mit Übungen, 5; Differential- und Integralrechnung II, 4, Übungen, 1 *g*. — **Plassmann**: Populäre Astronomie; Bahnbestimmung bei Kometen und Planeten; Übungen im astronomischen Beobachten und Rechnen, *g*. —

Universität Prag.

Lecher: Experimentalphysik I, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl. *g*; Besprechung physikalischer Fragen (mit Lippich, v. Geitler und Rothmund), 14 tägig, 2 *g*. — **v. Geitler**: Physikalisches Praktikum I, 6 und 3; Potentialtheorie, 2. — **Lippich**: Theorie des Lichtes, insbesondere elektromagnetische Lichttheorie, 3; Theorie der Beugungserscheinungen, 2. — **Spitaler**: Allgemeine Meteorologie III, 3; Geophysikalische Probleme, 1. — **Rothmund**: Theoretische und physikalische Chemie I: Stöchiometrie und Verwandtschaftslehre, 4; Theorie der photographischen Prozesse, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl. ausser Sonnabend, *g*. —

Goldschmiedt: Anorganische Chemie, 5; Chemische Experimentierübungen, 2; Chemische Übungen, tägl. ausser Sonnabend, für Mediziner, 10; Übungen in sanitäts-polizeilich-chemischen Untersuchungen und in der Prüfung der offizinellen chemischen Präparate, tägl. ausser Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, tägl. — **Meyer**: Pharmazeutische Chemie, 2; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 3. — **Gintl**: Anleitung zur Ausführung gerichtlich-chemischer Untersuchungen mit praktischen Demonstrationen, 4. — **Kirpal**: Quantitative Analyse, 3. —

Pick: Differential- und Integralrechnung, 5. — **Gmeiner**: Algebraische Gleichungen, 3; Funktionen komplexer Veränderlicher, 2. — **Weinek**: Sphärische Astronomie I, 3. — **Oppenheim**: Theorie der Figur der Himmelskörper und der Erde, 3. —

Technische Hochschule Prag.

Tuma: Physik: Statik und Dynamik fester, flüssiger und gasförmiger Körper, Kinetische Gastheorie, Wärmelehre, Magnetismus und Elektrizität, 5, Praktikum, 3. — **Puluj**: Allgemeine Elektrotechnik, 4, Übungen, 3; Ausgewählte Kapitel der Wechselstromelektrotechnik, 1. — **Doerfel**: Maschinenlehre, 5, Übungen; Maschinenbau IIa, 2, Konstruktionsübgn., 4. — **Schiebel**: Allgemeine Maschinenkunde, 3; Technisches Zeichnen, 4; Maschinenbau I, 1. Teil, 2, 2. Teil, 4, Konstruktionsübungen, 9. — **Baudiss**: Maschinenbau IIb, 4, Konstruktionsübungen, 6; Maschinenbau, ausgewählte Kapitel, 2. — **Pichl**: Meteorologie und Klimatologie, 3. —

Gintl: Allgemeine Experimentalchemie: Mineralstoffe, 5; Praktische Übgn., 6; Allgemeine Experimentalchemie: Kohlenstoffverbindungen, 4; Analytische Chemie (qualitative), 2, Praktische Übungen, 19; Analytische Chemie (quantitative), Repetitorium, 2, Praktische Übgn., 24; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen für Geübtere, 15; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2. — **Storch**: Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen für Geübtere, 15; Physikalische Methoden der Untersuchung von Nahrungsmitteln, 1, Übungen, 3; Chemie der Metalle und technische Metallgewinnung, 2; Massanalyse und chemische Arithmetik, 1; Physikalische Chemie: Elektrochemie, 3; Theorie der zyklischen Verbindungen, 2. — **N. N.**: Übungen über praktische Unterweisung in der chemischen Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsartikeln, 4. — **Gintl jun.**: Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Praktische Übungen in der Ausführung von Heizgasuntersuchungen, 1; Elementaranalyse organischer Verbindungen, 2, Übungen, 2. —

N. N.: Mathematik I, 6, Repetitorium, 2; Elemente der höheren Mathematik, 6, Repetitorium, 1; Analytische Mechanik, 2. — **Grünwald**: Mathematik II, 5, Repetitorium, 2; Differentialgleichungen und deren Anwendung auf Geometrie und Mechanik, 2. — **Janisch**: Darstellende Geometrie, 4, Übgn., 8; Geometrie der Lage, 3. — **Adler**: Darstellende Geometrie, 2. — **Stark**: Enzyklopädie der Mechanik II, 2; Mechanik I, 6, Repetitorium, 1; Graphische Statik, 2, Konstruktive Übgn., 2. — **Ruth**: Elemente der niederen Geodäsie, 3, Übungen, 2; Niedere Geodäsie I, $4^1/_2$, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 3, Übgn., 2; Technisches Zeichnen, 4; Geodätisches Rechnen, Übungen, 2. —

Universität Rostock.

Matthiessen: Experimentalphysik II: Wellenlehre, Akustik, Wärme, Magnetismus, Elektrizität, 5; Kleines physikalisches Praktikum, 12; Grosses physikalisches Praktikum für Geübtere (mit Wachsmuth), tägl.; Physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Wachsmuth**: Mechanische Wärmetheorie, 3; Einführung in das physikalische Praktikum, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Kümmell), 14tägig, 2 *g*. — **Kümmell**: Chemische Statik und Kinetik, 2; Thermochemie, 2. —

Michaelis: Organische Chemie, 5; Chemische Übungen im Laboratorium: a) Grosses Praktikum, tägl., ausser Sonnabend, b) Kleines Praktikum, 9, c) Übungen für Mediziner, 4, d) Übungen für Nahrungsmittelchemiker, 4; Pharmazeutische Präparatenkunde, 2 *g*. — **Störmer**: Analytische Experimentalchemie, 4; Gerichtlich-toxikologische Chemie, 2; Repetitorium der anorganischen Chemie, 3. — **Kunckell**: Repetitorium der pharmazeutischen Chemie und massanalytische Bestimmungen des Arzneibuches, 2; Einführung in die Nahrungsmittel- und Harnanalyse für Pharmazeuten, 1 *g*; Exkursionen zur Besichtigung chemisch-technischer Betriebe. —

Staude: Differential- und Integralrechnung, 4; Anwendung der Differentialrechnung auf Geometrie: Theorie der Raumkurven und Flächen, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. —

Universität Strassburg.

Braun: Experimentalphysik II: Akustik, Wärme, Elektrizität, 5; Physikalische Übungen, 5 oder 10; Übersichtskursus für Mediziner, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl. ausser Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Cohn**: Strahlung als elektromagnetischer Vorgang, 3; Seminaristische Übungen, 1 *g*. — **Zenneck**: Kinetische Gastheorie, 1. — **Hergesell**: Theorie und Benutzung der meteorologischen Instrumente, 2; Meteorologische Arbeiten, tägl., *g*; Meteorologisches Kolloquium, 14tägig, 2. —

Thiele: Allgemeine Experimentalchemie: Anorganischer Teil, 5; Chemische Übungen und Untersuchungen für Anfänger und Vorgeschrittene, tägl.; Kolloquium über organische Chemie, 1 *g*. — **Kohlschütter**: Qualitative und quantitative analytische Chemie für Anfänger, 2 1/4; Praktikum für physikalisch-chemische Untersuchungsmethoden, 3; Neuere Arbeiten im Gebiet der anorganischen Chemie, 1. — **Rose**: Chemische Technologie der schweren Metalle, 2; Chemisch-technische Untersuchungsmethoden, 2; Untersuchung und Reinigung des Wassers, 1 *g*. — **Erlenmeyer**: Repetitorium der organischen Chemie, 2; Chemisches Praktikum für Anfänger und Geübtere (mit Kreutz), tägl. ausser Sonnabend. — **Kreutz**: Nahrungsmittelchemie, 1; Anleitung zur Untersuchung von Nahrungs- und Genussmitteln, tägl. ausser Sonnabend. — **Köhl**: Die cyklischen Verbindungen des Steinkohlenteers und ihre Derivate, 2. — **Schär**: Pharmakognosie, 4; Toxikologie (für Pharmazeuten), 2; Pharmakognostische Demonstrationen, 1 *g*; Übungen und Untersuchungen im Laboratorium des pharmazeutischen Instituts, tägl. ausser Sonnabend; Pharmakognostisches Praktikum (mit Rosenthaler), 4. — **Rosenthaler**: Die Anatomie der wichtigsten Drogen, 2; Harn und Harnuntersuchung, 1. —

Reye: Geometrie der Lage, 3; Analytische Mechanik, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 2 *g*. — **Weber**: Differential- und Integralrechnung, 4; Algebra, 3; Übungen des mathematischen Oberseminars, 1 1/2 *g*. — **Wellstein**: Übungen in der Differential- und Integralrechnung im mathematischen Unterseminar, 2. — **Disteli**: Analytische Geometrie der Ebene, 3, Übungen, 1; Darstellende Geometrie I, 2, Übungen, 4; Einführung in die Schraubentheorie, 1. — **Epstein**: Einführung in die Zahlentheorie, 3. — **Simon**: Geschichte der Mathematik des Altertums, 2. — **Becker**: Ausgewählte Kapitel der sphärischen und praktischen Astronomie, 2; Theorie der Ausgleichung der Beobachtungsfehler, mit Übungen, 2; Seminaristische Übungen (Kolloquium), *g*; Astronomische Beobachtungen an den Instrumenten der Sternwarte. — **Wislicenus**: Astrophotographie, 1; Übungen im Zahlenberechnen in seiner Anwendung bei naturwissenschaftlichen Aufgaben, 1; Fixsternkunde in gemeinverständlicher Darstellung mit Demonstrationen, 1 *g*; Besprechungen der neuesten literarischen Erscheinungen auf astronomischem Gebiete, 2 *g*. — **Wirtz**: Einführung in die Theorie der Mondbewegung, 2. —

Technische Hochschule Stuttgart.

Koch: Experimentalphysik, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, tägl.; Theoretische Physik, 2; Meteorologie, 1. — **Englisch**: Abbesche Theorie der Linsensysteme, insbesondere der photographischen Objektive, 2. — **Veesenmeyer**: Elektrotechnik (grundlegender Vortrag), 6; Gleichstromerzeuger, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 8. — **Dietrich**: Elektrotechnische Messkunde, 5; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium, Praktikum II (mit Herrmann), tägl. ausser Sonnabend. — **Herrmann**: Grundzüge der Telegraphie und Telephonie, 2; Theorie der Wechselströme, 2. — **v. Autenrieth**: Technische Mechanik, 6, Übungen, 2; Übungen in technischer Mechanik II für Maschineningenieure, 2; Graphische Statik der Brückenkonstruktionen, 2, Übungen, 2. — **v. Weyrauch**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Analytische Theorie der Ingenieurkonstruktionen, 4, Übungen, 4. — **Ernst**: Maschinenelemente, 6, Konstruktionsübungen, 11; Hebezeuge, 2. — **Thomann**: Fabrikanlagen I, 1, II, 2; Maschinenkonstruktionen, 10; Maschinenkunde, 4. — **Bantlin**: Dampfmaschinen, 6; Elastizitätslehre, 2, Übungen, 1; Maschinenkonstruktionen, 8 und 6. — **v. Bach**: Materialprüfungsanstalt, Übungen; Ingenieurlaboratorium, 3, Übungen, 1; Erörterungen für Maschineningenieure, 1. — **Ensslin**: Verbrennungsmotoren, 2. — **Berg**: Maschinenzeichnen, 8; Schattenkonstruktionen und Perspektive, 8; Pumpen, Übungen, 4. — **N. N.**: Eisenbahnfahrzeuge, 3. —

Hell: Allgemeine Experimentalchemie, 4, Übungen (mit Kehrer), tägl. ausser Sonnabend; Organische Chemie, 5. — **Kehrer**: Analytische Chemie, 2. — **Schmidt**: Ausgewählte Kapitel der analytischen Chemie, 2; Praktische Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 2; Populäre Vorlesungen über Chemie, 1; Einführung in die Stöchiometrie, 1. — **Kauffmann**: Physikalische Chemie, 2; Kolloquium über organische Chemie, 2; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2. — **Küster**: Pharmazeutische Chemie, 2. — **N. N.**: Pharmazeutische Übungen, 3; Chemie der Nahrungsmittel, Genussmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Seel**: Chemisch-pharmazeutisches Praktikum, 2; Neuere Arzneimittel, 2; Nahrungsmittelchemie, 1. — **Philip**: Massanalyse, 1. — **Rohland**: Anwendung der physikalischen Chemie auf technische Analysen und Prozesse, 1; Technologie der Mörtelmaterialien, 1. — **Häussermann**: Technische Chemie, 2; Chemische Technologie der Brenn- und Leuchtstoffe, 2; Farbenchemie, 3; Übungen im Laboratorium für chemische Technologie, tägl. ausser Sonnabend; Übungen in elektrolytischen Arbeiten. — **Widmaier**: Allgemeine mechanische Technologie: Verarbeitung der Metalle, Hölzer und Gesteine, 5; Eisenhüttenkunde, 2. — **Johannsen**: Die Vorbereitungsmaschinen und Kraftstühle der mechanischen Weberei, 1 *g*. — **Lueger**: Wasserbau für Maschineningenieure, 2, Übungen, 1. —

Hohenner: Trigonometrie, 2, Übungen, 2; Plan- und Geländezeichnen II, 2; Katastermessungen I, 2; Markscheidekunst, 1, Übungen, 1. — **Stübler**: Niedere Analysis, 4. — **Roth**: Schattenkonstruktionen und Beleuchtungskunde, 4. — **Bretschneider**: Repetitionen in niederer Mathematik, 1. — **Reuschle**: Kurvendiskussion in Beispielen, Übungen, 1; Analytische Geometrie des Raumes, 2, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der neueren analytischen Geometrie der Ebene und des Raumes einschliesslich Invariantentheorie, 3; Differential- und Integralrechnung II, 2, Übungen, 2, III, 2, Übungen, 1; Mathematisches Seminar (mit Mehmke), 1. — **Wölffing**: Einleitung in die Differential- und Integralrechnung, mit Übungen, 4; Höhere Algebra, 3. — **Mehmke**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Vektoren- und Punktrechnung, 3, Übungen, 1. — **Heer**: Plan- und Geländezeichnen I, 4. — **Hammer**; Praktische Geometrie I. 3, Übungen (mit Hohenner), 10; Ausgleichungsrechnung, 2; Abbildungen der Erdoberfläche auf die Ebene (Kartenprojektionen), 1, Übungen, 1; Astronomische Zeit- und direkte geographische Ortsbestimmung, 2. —

Universität Tübingen.

Paschen: Experimentalphysik II: Schall, Wärme, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 8; Selbständige Untersuchungen, tägl. — **Waitz**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 3, Übungen, 2; Meteorologie, 1. — **Gans**: Partielle Differentialgleichungen der mathematischen Physik, 2. —

v. Hüfner: Organische Chemie, 4; Praktisch-chemische Übungen für Anfänger I (qualitativ), 6, II (quantitativ), 6; Leitung physiologisch-chemischer Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Wislicenus**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Analytisch-chemisches Praktikum, ganz- oder halbtägig (mit Bülow); Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, ganz- oder halbtägig (mit Weinland); Präparative Arbeiten, ganztägig; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, ganztägig. — **Bülow**: Analytische Chemie I, 3; Arbeit und Arbeiter der deutschen chemischen Industrie, 1. — **Weinland**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 2; Quantitative Prüfung der Arzneimittel nach dem deutschen Arzneibuch, 1; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 1. — **Wedekind**: Theoretische und physikalische Chemie (in elementarer Form), 2; Chemie der natürlichen organischen Stoffe (Kohlenhydrate, Terpene, Alkaloide usw.), 1; Physiko-chemische Übungen, 4. — **Dimroth**: Benzolderivate II, 2. — **Mayer**: Liest nicht. —

v. Brill: Einführung in die höhere Mathematik, 4; Über nichtstarre Systeme und die Mechanik von Hertz, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **v. Stahl**: Höhere Algebra, 2; Anwendungen der Funktionentheorie, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Maurer**: Höhere Analysis II, 3, Übungen, 2; Potentialtheorie, 2. —

Universität Wien.

v. Lang: Experimentalphysik I, 4; Mathematische Ergänzungen, 1 *g*. — **Boltzmann**: Wärmelehre, 5; Mathematisch-physikalisches Seminar, 2; Prinzipien der Naturphilosophie, 2. — **Franz Exner**: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6, für Chemiker und Naturhistoriker, 5; Physikalische Übungen für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Konversatorium, 1 *g*. — **Jäger**: Elemente der theoretischen Physik III: Elektrizität, 3; Mechanik, 3. — **Moser**: Experimentalphysik (insbesondere Elektrizität und Optik), 3; Einführung in die mathematische Physik, 2; Demonstrationen und Übungen an und mit physikalischen Apparaten, 6. — **Lampa**: Die Physik der Radiotherapie, 2. — **v. Schweidler**: Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten II: Anleitung zur Anstellung von Schulexperimenten, 8; Die radioaktiven Substanzen und ihre Strahlung, 1. — **Meyer**: Die magnetischen Eigenschaften der Materie, 1. — **Hasenöhrl**: Physikalische Optik, 2. — **Mache**: Molekularmechanik (mit besonderer Berücksichtigung der molekularmechanischen Hypothesen in der Elektrizitätslehre), 2. — **Haschek**: Ausgewählte Kapitel aus der experimentellen Elektrizitätslehre, 2. — **Hann**: Die atmosphärischen Störungen: Stürme, Gewitter etc., 2; Ausgewählte Kapitel aus der Physik der Atmosphäre, 1; Die Meeresströmungen und ihre klimatische Bedeutung, 1. — **Pernter**: Meteorologische Optik, 3. — **Kohl**: Grundzüge der Theorie der Elastizität und der elastischen Schwingungen, 1. — **Felix Exner**: Liest nicht. — **Valentin**: Theorie der erdmagnetischen Beobachtungen, 1. —

Lieben: Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. ausser Sonnabend, für Mediziner, 4; Arbeiten im II. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Wegscheider**: Theoretische und physikalische Chemie I, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. ausser Sonnabend; Arbeiten im I. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Lippmann**: Organische Chemie I: Chemie der Methanderivate, 3; Chemische Übgn. für Anfänger, tägl. ausser Sonnabend; Arbeiten im chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Herzig**: Pyridin- und Chinolinderivate mit Einschluss der Alkaloide, 2; Übgn. aus pharmazeutischer Chemie für Pharmazeuten, tägl. ausser Sonnabend. — **Fossek**: Liest nicht. — **Zeisel**: Ausgewählte Kapitel der Phytochemie, 2. — **Vortmann**: Liest nicht. — **Schacherl**: Ausgewählte Kapitel aus der Nahrungsmittelkunde, insbesondere für Kandidaten der Nahrungsmittelexpertise, 3. — **Pomeranz**: Theoretische Chemie, 2; Analytische Chemie für Anfänger, 3. — **Franke**: Anleitung zur chemischen Analyse, 1; Massanalyse, 2. — **Pollak**: Ausgewählte Kapitel der anorganischen Chemie, 1. — **Wenzel**: Die Messmethoden der physikalischen Chemie, 1. — **Garzarolli v. Thurnlackh**: Anleitung zum Anstellen von chemischen Schulversuchen, 2. — **Billitzer**: Thermodynamik (mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung auf die Chemie), 2. —

v. Escherich: Funktionentheorie, 5; Proseminar für Mathematik, 1; Seminar für Mathematik, 2. — **Mertens**: Algebra, 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2; Übungen im mathematischen Proseminar, 1. — **Wirtinger**: Elemente der Differential- und Integralrechnung, 5, Übungen, 1; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Proseminar, 1 *g*. — **Kohn**: Einleitung in die synthetische Geometrie, 4, Übungen, *g*; Differentialgeometrie II, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik, 4. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik I, 3. — **Zsigmondy**: Liest nicht. — **Carda**: Partielle Differentialgleichungen erster Ordnung, 2. — **Plemelj**: Einführung in die Theorie der linearen Differentialgleichungen, 2. — **Grünwald**: Einleitung in die Liniengeometrie, 2. — **Weiss**: Bahnbestimmung von Planeten und Kometen, 4. — **v. Hepperger**: Sphärische Astronomie, 4; Photometrie, 1. — **Schram**: Kalendariographie und Umrechnung von Daten verschiedener Zeitrechnungen, 1. — **Herz**: Spezielle und allgemeine Störungen, 2. — **Prey**: Astronomisch-geodätische Untersuchungen über die Konstitution der Erde, 2. —

Technische Hochschule Wien.[1])

Ditscheiner: Allgemeine und technische Physik; Optik für die Hörer des geodätischen Kurses; Physik für Chemiker; Mechanische Wärmetheorie. — **Sahulka**: Grundlagen der Elektrotechnik; Elektrotechnische Messkunde. — **Grau**: Elektrisches Beleuchtungswesen. — **Reithoffer**: Elektrische Schwingungen und Wellen; Drehstrommotoren und Transformatoren. — **Jüllig**: Elektrische Telegraphie und Eisenbahn-Signalwesen. — **Liznar**: Meteorologie und die wichtigsten Lehren der Klimatologie; Erdmagnetismus. — **Kobes**: Theoretische Maschinenlehre. — **N. N.**: Bau der Wärmekraftmaschinen; Bau der Wasserkraftmaschinen und Pumpen; Bau der Lasthebemaschinen. — **Seidler**: Allgemeine Maschinenkunde; Maschinenzeichnen. — **Meter**: Feuerungstechnik; Heizung, Lüftung und sonstige gesundheitstechnische Ausbildung von Wohn-, Fabriks- und öffentlichen Gebäuden. — **v. Stockert**: Eisenbahnbetriebsmittel; Eisenbahnbetrieb; Eisenbahnmaschinendienst. —

Bauer: Allgemeine Experimentalchemie I u. II, Übungen. — **Vortmann**: Analytische Chemie, Übungen. — **Bamberger**: Enzyklopädie der technischen Chemie; Praktische Übungen in der Ausführung technischer Proben; Agrikulturchemie. — **v. Jüptner**: Theoretische und physikalische Chemie; Chemische Technologie anorganischer Stoffe, Übgn.; Technische Feuerungen. — **Wegscheider**: Theoretische und physikalische Chemie I und II. — **Feitler**: Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen und theoretischen Chemie. — **Paweck**: Technische Elektrochemie. — **Suida**: Die wichtigsten Kapitel aus der Chemie der aromatischen Verbindungen; Chemische Technologie organischer Stoffe, Übungen. — **Lippmann**: Chemie der Benzolderivate. — **Ulzer**: Technische Analyse organischer Stoffe. — **Eder**: Photochemie und angewandte Photographie; Photographisches Praktikum. — **Strache**: Beleuchtungswesen. —

Allé: Mathematik I, Korrepetitionen. — **Zsigmondy**: Mathematik I; Elemente der reinen Mechanik in Verbindung mit graphischer Statik. — **Czuber**: Mathematik II; Grundlehren der höheren Mathematik; Wahrscheinlichkeitsrechnung. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik. — **Müller**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen; Darstellende Geometrie. — **Schmid**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen; Projektive Geometrie I u. II. — **Finger**: Elemente der reinen Mechanik in Verbindung mit graphischer Statik; Enzyklopädie der Mechanik; Analytische Mechanik. — **v. Tetmajer**: Technische Mechanik I; Baumaterialienkunde mit Übungen. — **Hermanek**: Technische Mechanik II; Hydromechanik, ausgewählte Kapitel. — **Pollack**: Elemente der niederen Geodäsie. — **Schell**: Praktische Geometrie; Situationszeichnen; Photogeometrie. — **Tinter**: Methode der kleinsten Quadrate; Höhere Geodäsie; Sphärische Astronomie; Übgn. im Beobachten und Rechnen; Geodätische Rechenübungen. —

Universität Würzburg.

Wien: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Magnetismus, 5; Praktische Übungen, 4 und 10; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cantor**: Elektrizität und Magnetismus, 4. — **Seitz**: Prinzipien der mechanischen Wärmetheorie und ihre Anwendung in der physikalischen Chemie (für Chemiker und Studierende der Naturwissenschaften), 2. —

Medicus: Chemische Technologie, 4; Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 5; Praktikum für Pharmazeuten, halbtägig; Kurs technisch-chemischer Analysen, 2 halbe Tage; Praktikum in allen Richtungen der angewandten Chemie und Nahrungsmittelanalyse, ganz- und halbtägig. — **Tafel**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Manchot), ganz- und halbtägig, tägl. ausser Sonnabend, für Mediziner, 4; Vollpraktikum für präparative Arbeiten, tägl.; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Manchot), tägl. — **Manchot**: Analytische Chemie (Experimentalvorlesung zugleich zur Ergänzung des analytisch-chemischen Praktikums), 3. — **Reitzenstein**: Über isozyklische Verbindungen, 2; Geschichte der Chemie, 1 *g*. —

Prym: Theorie der Funktionen einer komplexen Veränderlichen, 4; Einführung in die Zahlentheorie, 2; Aus-

1) Nach dem Vorlesungsverzeichnis der „Hochschulnachrichten“. (Direkt vorläufig nicht zu erlangen.)

gewählte Kapitel der Funktionentheorie, 2 *g*. — **Selling**: Differential- und Integralrechnung, 4; Theorie der Planetenbewegungen, 3; Beschreibende Astronomie, 1 *g*. — **Rost**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4 *g*; Analytische Mechanik I, 4; Algebra, 4; Einführung in die analytische Geometrie der Ebene, 4; Elemente der Determinantentheorie, 2. —

Universität Zürich.

Kleiner: Experimentalphysik, 5; Theoretische Physik, 2; Physikalische Übungen für Kandidaten des Sekundarlehramtes, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, $1/2$ Tag; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. —

Werner: Anorganische Experimentalchemie, 5; Organische Chemie II, 2; Chemisch-analytisches Praktikum für Chemiker, tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere (präparative Arbeiten, Ausführung selbständiger Arbeiten), tägl.; Elektro-chemische Übungen, 2 Nachmittage *g*; Technisch-chemische Übungen, 1 Nachmittag *g*; Chemisches Halbpraktikum, für Studierende der Naturwissenschaften, halbtägig. — **Abeljanz**: Qualitative chemische Analyse, 2; Anleitung zur Ausführung chemischer Experimente für Lehramtskandidaten, 1; Chemisches Kolloquium, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Mediziner und Veterinäre, 3 Tage, für Studierende der Naturwissenschaften, 3 Tage, für Anfänger und Vorgerücktere (Nichtchemiker), tägl., für Lehramtskandidaten, 2 Tage, für Kandidaten des Sekundarlehramtes, 2. — **Pfeiffer**: Naphtene, Terpene, Kampher, 2; Organische Farbstoffe II, 1; Chemische Statik und Dynamik, 1. —

Burkhardt: Elemente der Differential- und Integralrechnung, 4; Analytische Mechanik, 4; Mathematisches Seminar, 2. — **Weiler**: Darstellende Geometrie, mit Übungen I, 3 bis 4; Analytische Geometrie, mit Übungen I, 3 bis 4; Mathematische Geographie, 2; Analytische Geometrie, mit Übungen, für Lehramtskandidaten, 2; Algebraische Analysis mit Übungen, für Lehramtskandidaten, 2. — **Gubler**: Politische Arithmetik mit Übungen, 2; Der mathematische Unterricht in der Mittelschule, 1; Sphärische Trigonometrie, 1. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, 3; Theorie der Finsternisse, 2. —

Technische Hochschule Zürich.

H. F. Weber: Physik, 4, Repetitorium, 1; Prinzipien, Apparate und Messmethoden der Elektrotechnik, 4; Wechselstromsysteme und Wechselstrommotoren, 2; Theorie der absoluten Messungen, 2; Elektrotechnisches Laboratorium, 8 oder 16; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12, 24; Experimentelle Untersuchungen in Wechselstrom und an Wechselstrommotoren, 4. — **Weiss**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 bezw. 8; Travaux scientifiques dans les laboratoires de physique, 8, 12, 24. — **Schweitzer**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Wechselstromtechnik in graphischer Behandlung (Generatoren, Motoren und Transformatoren), 2 *g*. — **Tobler**: Elektrische Signalapparate für Eisenbahnen, 2; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Schwachstromtechnik, 1 *g*; Militärtelegraphie und -Telephonie, 1. — **Wyssling**: Elektrische Centralanlagen II, 2, Übungen und Konstruktionen, 3; Elektrische Kraftübertragung und Beleuchtung, 3, Repetitorium, 1. — **Stodola**: Dampfmaschinenbau I: Steuerungen, Regulatoren, 4, Übungen mit Repetitorium, 2; Gasmotoren (Einleitung), 1; Dampfturbinen, 2; Dampfkessel, 1; Besprechung neuerer Erfindungen auf dem Gebiete der Wärmekraftmaschinen, 1; Maschinenkonstruieren und Entwerfen vollständiger Dampfkraftanlagen, 6; Übungen in der kalorischen Abteilung (mit Farny), $1/2$ Tag. — **Farny**: Bau von Dynamomaschinen II, 2; Maschinenkonstruieren, 6; Wechselstromdiagramme, 1. — **Prasil**: Hydraulische Motoren und Pumpen II, 4, Repetitorium, 1; Konstruktionsübungen, 12, über Fabrikanlagen, 4; Ausgewählte Kapitel über hydraulische Anlagen, 2; Übungen in der hydraulischen Abteilung, $1/2$ Tag. — **Escher**: Mechanische Technologie II: Metallverarbeitung, 2, Repetitorium, 1; Mechanische Technologie IV: Spinnerei (Fortsetzung), Weberei, 2; Maschinenlehre, 4, Repetitorium und Übungen, 4; Müllerei, 2; Technologisches Praktikum, 4. — **Fliegner**: Theoretische Maschinenlehre II: Wärmetheorie und Dampfmaschinen, 4, Übungen, 3. — **Herzog**: Mechanik II, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2. — **Meyer**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 4; Maschinenbau: Elemente, 5, Repetitorium, 1; Konstruktionsübungen, 10. — **A. Weber**: Mechanik und Maschinenlehre, 4, Repetitorium, 1; Maschinenlehre, 2, Repetitorium, 1; Konstruktionsübungen, 4; Industrielle Einrichtungen und Bauten, 2, Repetitorium, 1; Konstruktionsübungen, 2. — **Weilenmann**; Meteorologie und Klimatologie, 3. — **Barbieri**: Photographie I, 2; Photographisches Praktikum, 2. —

Bamberger: Anorganische Chemie, 6, Repetitorium, 1; Organische Chemie II: Benzolderivate, 2, Repetitorium, 1; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Bosshard**: Beurteilung und Reinigung des Wassers für technische Zwecke, namentlich für Dampfkesselspeisung, 1. — **Constam**: Physikalische Chemie, 2; Physikalisch-chemisches Kolloquium, 1 *g*; Anwendungen physikalischer Methoden in der Chemie (mit Lorenz), $1/2$ Tag; Physikalisch-chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Lorenz), tägl. — **Gnehm**: Bleicherei, Färberei und Farbstoffe, 4, Repetitorium, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Grete**: Düngungslehre und Düngerfabrikation, 2 *g*. — **Hartwich**: Pharmakognosie, 5; Technische Botanik I: Fasern und Stärke, 2; Lebensmittelanalyse mit Übungen, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 12; Mikroskopische Untersuchung pharmazeutischer Drogen, 2; Pharmakognostische Übungen für Vorgerücktere, tägl.; Mikroskopierübungen in der Nahrungsmittelkunde, $1/2$ Tag; Gerichtlich-chemisches Praktikum, 4 halbe Tage. — **Lorenz**: Allgemeine Elektrochemie, 2; Elektrochemisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 15. — **Lunge**: Anorganische chemische Technologie, 4, Repetitorium, 1; Heizung, 2; Metallurgie, 2, Repetitorium, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Schulze**: Agrikulturchemie I: Pflanzenernährungslehre, 2; Landwirtschaftlich-chemische Technologie (Zucker- und Spiritusfabrikation, Chemie des Molkereiwesens), 2; Übungen im agrikultur-chemischen Laboratorium (mit Winterstein) 8; Agrikultur-chemisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Treadwell**: Analytische Chemie I, 2; Gasanalyse mit Übungen, 1; Chemie, 2, Repetitorium, 1; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Winterstein**: Anorganische Chemie, mit Repetitorium, 4; Chemie der Milch und Milchprodukte, 2; Untersuchung landwirtschaftlich wichtiger Stoffe, 1. — **Kaufler**: Mehrkernige aromatische Verbindungen, 1; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1. —

W. Fiedler: Darstellende Geometrie, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 4; Geometrie der Lage, 4. — **Beyel**: Geometrische Einleitung in die graphische Statik, 2; Rechenschieber mit Übungen, 1; Darstellende Geometrie, 2; Flächen 2. Grades, 2. — **Franel**: Calcul différentiel, 4, Répétition, 1, Exercices, 2; Théorie des équations différentielles, 4, Répétition, 1; Mathematisches Seminar (mit Hurwitz), 2. — **Geiser**: Analytische Geometrie, 4, Repetitorium, 1; Elemente der Ballistik, 1. — **Hirsch**: Differentialrechnung, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Elliptische Funktionen, 4. — **Hurwitz**: Differentialgleichungen, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Algebra, 2. — **J. Keller**: Mathematik, 4. — **Kraft**: Theoretische Mechanik, 4; Graphisches Rechnen: Die Konstruktion ebener Kurven höheren Grades, 2; Geometrischer Kalkül, 2. — **Lacombe**: Géométrie descriptive, 2, Exercices, 4; Géométrie descriptive, 4, Répétition, 1, Exercices, 4; Géométrie de position avec exercices, 3. — **Rebstein**: Katastervermessung, 3, Übungen, 2; Kartenprojektionen, 1. — **Rosenmund**: Vermessungskunde, 5, Repetitorium, 1; Vermessungsübungen, 2; Erdmessung, 2; Geodätisches Praktikum, 2. — **Rudio**: Höhere Mathematik, 5, Übungen, 2. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, 3, Übungen, 2; Theorie der Finsternisse, 2. —

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 20. 15. Oktober 1904. 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 21 (Extranummer gelegentlich der Naturforscherversammlung) am 12. Oktober, für No. 22 am 26. Oktober 1904.

INHALT:

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Notiz über die Radiummenge der Erde.

Von C. Liebenow.

Am Schlusse seiner umfangreichen Untersuchungen über die radioaktive Emanation der Wasser- und Ölquellen wirft F. Himstedt (d. Zeitschr. **5**, 210, 1904) die Frage auf, ob nicht möglicherweise die radioaktiven Bestandteile der Erde bei der Erklärung der Erdtemperatur in Betracht zu ziehen wären. Aus der starken Aktivität der Thermalquellen schliesst er auf grössere Mengen radioaktiver Stoffe in der Tiefe und hält es nicht für unmöglich, dass deren Hauptbestandteil Radium sei. Ebenso haben schon früher Elster und Geitel gezeigt (diese Ztschr. **5**, 17, 1904), dass die Emanationen von Fango und der gewöhnlichen Ackererde, sowie der in der Boden- und Freiluft gefundenen in ihrem Abklingen dem Curieschen Gesetz für die Emanation des Radiums folgen. Sie halten daher das Radium ebenfalls für sehr weit verbreitet.

Unter diesen Umständen ist vielleicht ein kurzer Hinweis nicht ohne Interesse, dass eine relativ sehr kleine Radiummenge in der Erde hinreichen würde, ihre Temperatur im Innern konstant zu erhalten.

Die von der Erde beständig abgegebene Wärme steigt im wesentlichen als ein konstanter Wärmestrom durch die Erdkruste aus der Tiefe empor, der in der sogenannten geothermischen Tiefenstufe seinen merkbaren Ausdruck findet. Gegen diesen Wärmestrom dürften sonstige gelegentliche Wärmeabgaben, wie bei vulkanischen Ausbrüchen etc. im grossen und ganzen völlig verschwinden.

Leider ist die mittlere Leitfähigkeit der Erdkruste für Wärme wenig bekannt. Für Granit hat F. E. Neumann[1]) den Wert des Ausdrucks $\frac{k}{c\delta}$ zu 0,01094 bestimmt, in welchem k die Leitfähigkeit in ccm/Sek., c die Wärmekapazität und δ die Dichte des Granits bezeichnen. Nimmt man c zu 0,2 und δ zu $2\frac{1}{2}$ bis 3 an, so erhält man für k etwa 0,006. Neuerdings hat H. Hecht (Ann. d. Phys. **14**, 1008, 1904) die Neumannsche Methode verbessert. Er erhält an einer Reihe schlechter Leiter, wie Marmor, Basalt etc., ganz ähnliche Werte. Im allgemeinen sind sie etwas kleiner, nur für Basalt mit Granaten wurde ein grösserer Wert

1) Ann. chim. phys. (3) **66**, 183, 1862; Phil. Mag. (4) **25**, 63, 1863.

(nämlich 0,0075) gefunden. Unter diesen Umständen darf man wohl ein wenigstens der Grössenordnung nach richtiges Resultat erwarten, wenn man für eine Überschlagsrechnung für die Wärmeleitfähigkeit der Erdkruste im Mittel 0,006 ccm/Sek. und ebenso für das Temperaturgefälle den mittleren Wert der Beobachtungen, nämlich 1^0 Cels. für ca. 30 m, annimmt.

Bezeichnet man die spez. Leitfähigkeit für die Wärme mit , das Temperaturgefälle per cm mit τ und den Erdumfang in cm mit u, so erhält man für die Wärmemenge w, welche per Sekunde von dem Erdinnern abgegeben wird,

$$w = \frac{\lambda \tau u^2}{\pi} = \frac{0{,}006 \cdot (4 \cdot 10^9)^2}{3000 \cdot 3{,}14}$$

$= \text{rund } 10^{13}$ Grammkalorien oder

$= 10^{10}$ Kilogrammkalorien

per Sekunde.

Diese Wärmemenge soll durch Radium ersetzt werden, und da nach den neuesten Untersuchungen von F. Paschen[1]) 1 g Radium 226 Grammkalorien per Stunde erzeugt, so liefern 16 g Radium 1 Grammkalorie per Sekunde. Mithin kann die Erde höchstens rund $2 \cdot 10^{14}$ g Radium enthalten, da ihre Temperatur anderenfalls noch beständig wachsen müsste.

Denkt man sich diese Menge durch die ganze Erde gleichmässig verteilt, so entfallen auf 1 cbm, da der Erdinhalt etwa 10^{21} cbm beträgt, rund $2 \cdot 10^{-7}$ g, d. i. ein Fünftausendstel Milligramm per Kubikmeter.

Aus den Angaben von Elster und Geitel (loc. cit. S. 15 u. 19) muss man schliessen, dass die von ihnen untersuchten Erdarten etwa den tausendfachen Betrag enthielten. Wenn daher Himstedt auf grössere Mengen in der Tiefe schliesst, als an der Erdoberfläche, so kann das Radium unmöglich durch die ganze Erde gleichmässig verteilt sein, sondern es muss sich sein Vorkommen oder wenigstens seine Zersetzung im wesentlichen auf die Nähe der Erdoberfläche beschränken.

Aber auch in diesem Falle ist seine Anhäufung nicht gross. Denn es entfallen bei einer Oberfläche der Erde von rund $5 \cdot 10^{14}$ qm ca. 0,4 g Radium auf den Quadratmeter, welche z. B. in einer Schicht Joachimsthaler Pechblende von ca. 6 cm (spez. Gew. der Pechblende 5—9) enthalten sein würden. Betrüge daher der Fehler obiger Überschlagsrechnung auch eine Zehnerpotenz, was schwerlich der Fall ist, so bleibt die Radiummenge unter der Erdoberfläche immer noch klein.

Soviel aber scheint aus dem Obigen ziemlich sicher hervorzugehen, dass zur Erhaltung der Temperatur des Erdinnern die radioaktiven Stoffe, deren Vorhandensein in der Erde zum mindesten sehr wahrscheinlich ist, auch quantitativ ausreichen. Wenn sie aber in der That die Ursache der Erdwärme sind, und wenn sie, wie es scheint, nur in der Nähe der Erdoberfläche in einigermassen gleichmässiger Verteilung vorkommen sollten, so ist für die Erdtemperatur eine Zunahme nach der Tiefe auch nur in der Nähe der Erdoberfläche vorhanden. Unterhalb des Gebietes der radioaktiven Massen würde vielmehr die Temperatur des ganzen, grossen eigentlichen Erdinnern den gleichen, vielleicht nicht allzu hohen Maximalwert besitzen.

Wilmersdorf b. Berlin, den 20. Sept. 1904.

(Eingegangen 27. September 1904.)

1) Diese Zeitschr. **5**, 563, 1904.

Beitrag zur Kenntnis der Wirkungsweise des Kohärers.

Von Joh. Härdén.

Durch frühere Untersuchungen veranlasst, habe ich in der elektrotechnischen Zeitschrift **21**, 272, 1900 die Ansicht ausgesprochen, dass die Wirkung des gewöhnlichen Metallfritters darauf zurückzuführen wäre, dass kleine Fünkchen, verursacht durch das hohe Potential der Antenne, den Zwischenraum im Kohärer überbrückt und eine metallische Verbindung zurücklässt, die dann den Ortsstrom passieren lässt. Diese Fünkchen sind in der Regel so klein, dass man sie nur im Dunkelzimmer mit ausgeruhtem Auge und nur mit Hilfe des Mikroskops wahrnehmen kann.

Diese Ansicht hat zu nachfolgendem Versuch veranlasst. Wenn der Vorgang sich so abspielt wie oben erwähnt, so muss ein Kohärer, der nur eine Kontaktstelle besitzt, besser wirken als unter Atmosphärendruck im luftverdünnten Raume, d. h. bei jenem Drucke, bei welchem die grösste Leitfähigkeit eintritt. Dieser beträgt bekanntlich ca. 0,3 mm *Hg*. Die Versuchsanordnung ist in der Figur dargestellt. Die Kontaktstelle *d* befindet sich in einem zuge-

schmolzenen Glasrohr *D* und besteht aus zwei einander gegenüberstehenden Platindrähten, die etwa 0,2 mm voneinander entfernt sind. Das Rohr *D* ist mit einem grösseren Gefäss *B* verbunden und das Ganze mittels der Luftpumpe evakuiert. Während des Auspumpens war ein kleines Induktorium an den Elektroden *c c* angeschlossen und wurde die Röhre dann abgeschmolzen, wenn die mit dem Induktorium geprüfte Leitfähigkeit am grössten war.

Alsdann wurde der eine Platindraht *p* mit dem Luftleiter *A* sowie mit dem Galvanometer *g* verbunden. Die andere Seite des Galvanometers führte zu einem Pol der Batterie *b*, deren anderer Pol mit dem zweiten Platindraht *p* und mit der Erde in Verbindung stand. Das Galvanometer zeigte keinen Ausschlag, erst wenn ein Wellenzug die Antenne *A* traf, erfolgte ein kräftiger Ausschlag, der so lange anhielt, als die Antenne von den Wellen bestrahlt wurde. Nach Aufhören der Wellen ging der Ausschlag von selbst zu Null herab, ohne dass die Röhre erschüttert zu werden brauchte.

Dieser Versuch zeigt, dass das hohe Potential der Antenne den Zwischenraum überbrückt und zwischen den Platindrähten eine leitende Verbindung herstellt, die den Ortsstrom passieren lässt. Wenn der Vorgang sich in einer Quecksilberlampe abspielt, so zündet, wie ein Versuch leicht zeigt, ein Wellenzug den Lichtbogen an, wenn eine Gleichstromspannung von 200 Volt an die Lampe angelegt ist. Jedoch ist der Widerstand der kalten Quecksilberlampe sehr gross, weshalb der Versuch nur mit sehr starken Wellenzügen gelingt.

Schenectady, 27. Juli 1904.

(Eingegangen 5. August 1904.)

Über den Zusammenhang zwischen dem direkt und dem induktiv gekoppelten Sendersystem für drahtlose Telegraphie.

(Erwiderung auf die Bemerkung des Herrn J. Zenneck.)

Von Georg Seibt.

Herr Zenneck bemerkt auf Seite 575, **5**, 1904 dieser Zeitschrift, dass er bereits vor mir auf den Zusammenhang der beiden Koppelungsarten hingewiesen habe.

Ich vermag aus der von ihm angeführten Litteraturstelle nur zu entnehmen, dass nach seiner Ansicht die beiden Fälle nur nahezu Identisches ergeben, und dass ein, wenn auch kleiner Unterschied zwischen beiden bestehen bleibt. Die Schlussfolgerung, welche Herr Zenneck in seiner Bemerkung zu meiner Abhandlung zieht, dass nämlich bei Vernachlässigung der Widerstände die galvanische Koppelung und damit der einzige Unterschied zwischen beiden Schaltungsarten wegfällt, ist in seiner Originalarbeit nicht enthalten.

Wenn übrigens eine derartige, allgemein gehaltene Bemerkung zur Begründung eines Prioritätsanspruches herangezogen werden soll, so möchte ich auch meinerseits darauf aufmerksam machen, dass ich mich bereits in meiner Rostocker Dissertation, welche etwa $1\frac{1}{2}$ Jahre vor der Zenneckschen Arbeit erschienen ist, über die beiden Koppelungsarten, wie folgt, geäussert habe: „Natürlich lassen sich diese Experimente auch mit dem Tesla-Transformator, der ja das gleiche Verhalten wie der Oudinsche Resonator zeigt, anstellen" (vergl. S. 40 Sp. 2). Der Tesla-Transformator entspricht, wie in den vorhergehenden Abschnitten ausgeführt worden ist, der induktiven, der Oudinsche Resonator der direkten Erregung. Ich habe schon damals die Erkenntnis von der Zusammengehörigkeit der beiden Koppelungsarten als so naheliegend betrachtet, dass es mir nicht der Mühe wert schien, darauf wie auf einen besonderen Fortschritt hinzuweisen. Was noch fehlte, das war eine prägnante, mathematische Formulierung dieser Erkenntnis und die Angabe eines Weges, auf dem man sich die direkte Erregung aus der induktiven mechanisch hergestellt denken kann.

(Eingegangen 11. September 1904.)

Die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem elektromagnetischen Felde unterworfen ist.

(Entgegnung auf die Antwort des Herrn F. Koláček.)

Von R. Gans.

Herr Koláček[1]) behauptet, dass meine Ableitung der Kraft auf ein ungeladenes homogenes Dielektrikum[2]) falsch sei, es könne keine Kraft auf dasselbe nach der Lorentzschen Theorie wirken, da nach dieser nur auf geladene Teilchen Kräfte wirkten, und zum Beweise citiert er aus Lorentz[3]):

„Ponderable Materie, welche nicht geladen ist, kommt für uns nur insofern in Betracht, als sie auf die Ionen Molekularkräfte ausübt. Was die elektrischen Erscheinungen betrifft, so hat sie gar keinen Einfluss und geschieht alles so, als ob der von ihr eingenommene Raum nur den Äther enthielte."

Diesen Satz scheint Herr Koláček vollkom-

1) F. Koláček, diese Zeitschr. **5**, 455, 1904.
2) R. Gans, ibid. **5**, 162, 1904.
3) H. A. Lorentz, Versuch einer Theorie der elektr. u. opt. Erscheinungen in bewegten Körpern. Leiden 1895, S. 15.

men missverstanden zu haben. Denn Herr Lorentz meint, wie aus dem späteren klar hervorgeht (l. c. S. 59—69), damit folgendes: Was wir Materie nennen, besteht aus Ionen und Molekeln (letztere sind die „ponderable Materie" im oben citierten Satze). Bei Berechnung der elektrischen Vorgänge kann man anstatt der Molekeln einfach den Äther setzen, nur muss man die (elastischen) Molekularkräfte auf die aus der Gleichgewichtslage verschobenen Ionen (l. c. S. 67 [55], mit berücksichtigen. Gerade das Verhalten der Ionen im polarisierbaren Körper ersetzt den Grundbegriff „Dielektrizitätskonstante" der Maxwellschen Theorie.

Mit anderen Worten: Im Lorentzschen Sinne sind die Körperteilchen gar nicht ungeladen, wenn die Dichte der wahren Elektrizität $div\ \mathfrak{D}$ Null ist, sondern bei Lorentz treten die Kräfte auf die freie Elektrizität $div\ E$ auf.

Die bekannten elektrostatischen Kräfte auf einen ungeladenen Körper im ungleichförmigen Felde würden nach Herrn Koláčeks Auffassung der Lorentzschen Theorie ja überhaupt fehlen.

Sodann wirft Herr Koláček mir vor, in meinen Formeln bedeuteten die Buchstaben E und M einmal die Feldstärke selbst, das andere Mal räumliche Mittelwerte derselben. Dieser Vorwurf ist unberechtigt, denn nach Lorentz[1]) ist die Kraft auf die Volumeinheit

$$f_x = \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{xz}}{\partial z} - \frac{1}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(E_y M_z - E_z M_y),$$

wo die p die bekannten Maxwellschen Spannungen im Äther sind.

Es ist zu integrieren über alle Volumelemente, in denen die Dichte der freien Elektrizität $div\ E$ von Null verschieden ist, d. h. bis Σ_1 in der Figur. (Die Figur ist nicht erläutert, da alles wörtlich aus Lorentz, l. c. § 39 zu entnehmen ist.) Wir dürfen dagegen weiter integrieren bis σ_1, da die hinzugenommenen Volumelemente keinen Beitrag liefern, wie man aus der letzten Formel auf S. 24 bei Herrn Lorentz sieht. Die Fläche σ_1 wollen wir die

$\varepsilon = 1$

σ_1 ————————————————

— — — — — — — — — — — — — Σ_1

— — — — — — — — — — — — — Σ_2

σ_2 ————————————————

$\varepsilon = \varepsilon$

„Oberfläche des Körpers" nennen, dort ist $\varepsilon = 1$ geworden. Wir integrieren zweckmässigerweise bis σ_1 und nicht bis Σ_1, damit die E und M die beobachtbaren, langsam veränderlichen Feldstärken bedeuten (die uns auch bei molekularer Struktur streng kontinuierliche Medien vorspiegeln), und nicht die schnell veränderlichen E und M an der Oberfläche der Elektronen, die der Beobachtung ganz unzugänglich sind.

1) l. c. § 15.

Zu diesen Kräften dürfen und wollen wir nun die Kräfte

$$f_x' = \frac{\partial p'_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p'_{x}}{\partial y} + \frac{\partial p'_{xz}}{\partial z}$$

addieren, wo die p' die in meiner früheren Note angegebenen Werte haben, wo die E genau dieselbe Bedeutung haben wie oben und ε die auch bei Lorentz definierte Dielektrizitätskonstante ist. Bei der Integration bis zur „Oberfläche" haben die Zusatzglieder keinen Einfluss, es ist $f + f'$ ein dem f „äquivalentes Kräftesystem."[1])

Ich muss daher die Behauptung des Herrn Koláček noch einmal entschieden zurückweisen, dass das von ihm vorgeschlagene Experiment keinen Effekt nach der Lorentzschen Theorie geben dürfte, und dass der von mir berechnete Effekt nur durch einen Fehler zustande gekommen wäre.

1) Wegen dieser „äquivalenten Kräftesysteme" vgl. man E. Cohn, Das elektromagn. Feld, S. 100, Leipz. 1900. Ich benutze hier die Gelegenheit, dieses in der vorigen Arbeit vergessene Citat nachzuholen.

Tübingen, Physikal. Inst. 2. Aug. 1904.

(Eingegangen 3. August 1904.)

Ein Beitrag zur graphischen Behandlung eines Sternsystems.

Von W. Rogowski.

Die graphische Behandlung eines Sternsystems ist schon von Kennelly[1]) gegeben worden, jedoch, wie uns scheint, auf einem Umwege, der im folgenden vermieden wird. Wegen ihrer Übersichtlichkeit dürfte sich die neue Methode auch bei komplizierteren Aufgaben mit Vorteil verwenden lassen, für welche die Kennellysche Methode sich sehr umständlich gestalten würde.

1. Einzelner Stromkreis mit Selbstinduktion und Widerstand.

Ist $E = E_0 \sin \omega t$ die E. M. K., so ist der durch sie hervorgerufene Strom $\mathfrak{J}$ bekanntlich durch die Differentialgleichung gegeben:

$$w\,\mathfrak{J} + L\frac{d\,\mathfrak{J}}{d\,t} = E_0 \sin \omega t.$$

Die Fig. 1 stellt in der üblichen Weise die Beziehung zwischen E und $\mathfrak{J}$ graphisch dar. Wie aus ihm ersichtlich ist, gelangt man bei gegebenem $\mathfrak{J}$ und gegebener Frequenz $\omega + 2\pi \sim$ dadurch zum Vektor E, dass man den aus $\mathfrak{J}$ leicht konstruierbaren $w\cdot\mathfrak{J}$-Vektor im Verhältnis

1) Electrical World and Engineer 1899, S. 268.

streckt und um

$$\sqrt{w^2 + (L\omega)^2} : w$$

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{L\omega}{w}$$

im entgegengesetzten Sinne der Rotation der Zeitlinie dreht; wir wollen diese Operation, die E aus $\mathfrak{J}$ entstehen lässt, als Operation O bezeichnen. Ist umgekehrt der Vektor E gegeben, so erhalten wir $w \cdot \mathfrak{J}$ und daraus bei gegebenem w auch $\mathfrak{J}$ offenbar dadurch, dass wir E im Sinne des Zeitpfeiles um φ drehen und im Verhältnis

$$w : \sqrt{w^2 + (L\omega)^2}$$

strecken. Diese umgekehrte Operation wollen wir mit $\frac{1}{O}$ bezeichnen. Mit diesen Symbolen ist:

$$O(\mathfrak{J}) = E, \quad \mathfrak{J} = \frac{1}{O}(E).$$

In entsprechender Weise mögen die Operationen O_1, O_2, .. mit den Konstanten w_1, L_1; w_2 L_2; ... gebildet werden.

Fig. 1.

$MA = w \cdot \mathfrak{J}$; $MB = L \frac{d\mathfrak{J}}{dt}$; $MC = E$; $MD = \mathfrak{J}$.

2. Dreiphasensystem in Sternschaltung.

a) Konstruktion. Die E. M. Ke. in jedem der drei Leiter 1, 2, 3 denken wir uns gegeben, ihre Effektivwerte mögen, wie es den wirklichen Verhältnissen bei ungleichen Strömen in den einzelnen Phasen entspricht, verschieden sein und E_1, E_2, E_3 heissen (siehe Fig. 2). Aus ihnen konstruieren wir (siehe Fig. 3, Hauptfigur) die Differenzen

$$E_2 - E_1 = MD \text{ und } E_3 - E_1 = ME.$$

Auf MD wenden wir die Operation $\frac{1}{O_2}$ und auf ME die Operation $\frac{1}{O_3}$ an. Wir erhalten dadurch MF und MG, die wir zu MH zusammensetzen.

Sodann wollen wir in einer Hilfsfigur, ausgehend von einem beliebigen Vektor NS, auf diesen die Operationen

$$\frac{1}{O_1}, \quad \frac{1}{O_2}, \quad \frac{1}{O_3}$$

anwenden. Es entstehen so der Reihe nach NT, NV, NW und die geometrische Summe derselben NK. Wir vergleichen NK mit dem

Fig. 2.

Vektor NH', den wir entgegengesetzt gleich MH der Hauptfigur wählen.

Um den Vektor NK in NH' überzuführen, müssen wir ihn einer Drehung um ψ und einer Streckung im Verhältnis

$$\frac{NH'}{NK}$$

unterwerfen. Um denselben Winkel und in demselben Verhältnis drehen und strecken wir unseren Ausgangsvektor NS, der dabei NP ergiebt. Diesen Vektor NP, von dem wir später nachweisen werden, dass er die Grösse

$$L_1 \frac{d\mathfrak{J}_1}{dt} + w_1 \mathfrak{J}_1$$

darstellt, nehmen wir in die Hauptfigur als MP' hinüber. Indem wir ihn an MD und ME antragen, erhalten wir in Mx und My die Grössen

$$L_2 \frac{d\mathfrak{J}_2}{dt} + w_2 \mathfrak{J}_2 \text{ und } L_3 \frac{d\mathfrak{J}_3}{dt} + w_3 \mathfrak{J}_3.$$

Durch Anwendung der Operation

$$\frac{1}{O_1} \text{ auf } MP'; \quad \frac{1}{O_2} \text{ auf } Mx, \text{ und } \frac{1}{O_3} \text{ auf } My$$

ergeben sich unmittelbar die Ströme:

$$\mathfrak{J}_1 = M\alpha$$
$$\mathfrak{J}_2 = M\beta$$
$$\mathfrak{J}_3 = M\gamma.$$

b) Beweis. Unsere Hauptaufgabe wird hierbei sein, zu zeigen, dass NP die Grösse

$$w_1 \mathfrak{J}_1 + L_1 \frac{d\mathfrak{J}_1}{dt}$$

Fig. 3.

$MA = E_1$; $MB = E_2$; $MC = E_3$.

darstellt, die wir zur Abkürzung Ω nennen. Die Kirchhoffschen Gesetze, angewendet auf die einzelnen geschlossenen Stromzweige der Sternschaltung (Fig. 2), liefern die Differentialgleichungen:

$$1)\qquad w_2 J_2 + L_2 \frac{dJ_2}{dt} = \Omega + E_2 - E_1$$

$$2)\qquad w_3 J_3 + L_3 \frac{dJ_3}{dt} = \Omega + E_3 - E_1$$

oder, symbolisch geschrieben,

$$J_2 = \frac{1}{O_2}(\Omega + E_2 - E_1)$$

$$J_3 = \frac{1}{O_3}(\Omega + E_3 - E_1).$$

Ferner haben wir:

$$J_1 = \frac{1}{O_1}(\Omega).$$

Zur Bestimmung unserer Unbekannten Ω benutzen wir die Stromgleichung

$$J_1 + J_2 + J_3 = 0$$

oder

$$3)\qquad \frac{1}{O_1}(\Omega) + \frac{1}{O_2}(\Omega + E_2 - E_1) + \frac{1}{O_3}(\Omega + E_3 - E_1) = 0.$$

Nun haben wir in unserer Konstruktion es so eingerichtet (vergl. die Hilfsfigur), dass aus NP durch Anwendung der Operationen

$$\frac{1}{O_1},\ \frac{1}{O_2},\ \frac{1}{O_3}$$

und geometrische Addition der so erzeugten Vektoren die Grösse NH' entsteht, die der Grösse MH entgegengesetzt gleich ist. Es ist also

$$\frac{1}{O_1}(NP) + \frac{1}{O_2}(NP) + \frac{1}{O_3}(NP) = NH' = -MH.$$

Ferner haben wir es so eingerichtet (vergl. die Hauptfigur), dass

$$MH = MD + ME = \frac{1}{O_2}(E_2 - E_1) + \frac{1}{O_3}(E_3 - E_1)$$

ist. Daraus folgt:

$$\frac{1}{O_1}(NP) + \frac{1}{O_2}(NP) + \frac{1}{O_3}(NP) = -\frac{1}{O_2}(E_2 - E_1) - \frac{1}{O_3}(E_3 - E_1)$$

oder

$$4)\qquad \frac{1}{O_1}(NP) + \frac{1}{O_2}(NP + E_2 - E_1) + \frac{1}{O_3}(NP + E_3 - E_1) = 0.$$

Es genügt also $NP = MP'$ gerade derjenigen Bedingung (vergl. Gl. 3), die die Grösse

$$\Omega = w_1 J_1 + L_1 \frac{dJ_1}{dt}$$

zu erfüllen hat. Die Gleichungen 1) und 2) zeigen dann weiter, dass $Mx = MD + MP'$ und $My = ME + MP'$ die Grössen

$$L_2 \frac{dJ_2}{dt} + w_2 J_2 \text{ und } L_3 \frac{dJ_3}{dt} + w_3 J_3$$

darstellen. Somit haben wir wirklich in $M\alpha$, $M\beta$, $M\gamma$ die gesuchten Ströme J_1, J_2 und J_3 gefunden.

c) Beweis mittels komplexer Zahlen. Wir haben den vorstehenden Beweis mit Hilfe unseres Operationssymboles $\left(\frac{1}{O}\right)$ durchgeführt. Da man vielleicht das so gewonnene Resultat mit Misstrauen aufnehmen könnte, so fügen wir noch einen Beweis mit komplexen Zahlen bei.

Es seien die Vektoren durch folgende Ausdrücke gegeben:

$$E_2 - E_1 = s_2 e^{i\chi_2}$$
$$E_3 - E_1 = s_3 e^{i\chi_3}$$
$$w_1 J_1 + L_1 \frac{dJ_1}{dt} = r_1 e^{i\mu_1}$$
$$w_2 J_2 + L_2 \frac{dJ_2}{dt} = r_2 e^{i\mu_2}$$
$$w_3 J_3 + L_3 \frac{dJ_3}{dt} = r_3 e^{i\mu_3}$$

Dann ist nach Fig. 1:

$$J_1 = \frac{r_1}{z_1} e^{i(\mu_1 + \varphi_1)}$$
$$J_2 = \frac{r_2}{z_2} e^{i(\mu_2 + \varphi_2)}$$
$$J_3 = \frac{r_3}{z_3} e^{i(\mu_3 + \varphi_3)},$$

wo

$$z = \sqrt{w^2 + (L\omega)^2},$$

die Impedanz bedeutet und

$$tg\,\varphi = \frac{L\omega}{w}$$

ist. Unsere Differentialgleichungen, für die schon im vorigen Beweise benutzten Stromzweige der Sternschaltung schreiben sich:

$$r_2 e^{i\mu_2} = r_1 e^{i\mu_1} + s_2 e^{i\chi_2}$$
$$r_3 e^{i\mu_3} = r_1 e^{i\mu_1} + s_3 e^{i\chi_3}.$$

Hieraus ergiebt sich

$$J_2 = \frac{r_1}{z_2} e^{i(\mu_1 + \varphi_2)} + \frac{s_2}{z_2} e^{i(\chi_2 + \varphi_2)}$$

$$J_3 = \frac{r_1}{z_3} e^{i(\mu_1 + \varphi_3)} + \frac{s_3}{z_3} e^{i(\chi_3 + \varphi_3)}.$$

Demnach liefert $J_1 + J_2 + J_3 = 0$.

$$5)\quad \frac{r_1}{z_1} e^{i(\mu_1+\varphi_1)} + \frac{r_1}{z_2} e^{i(\mu_1+\varphi_2)} + \frac{r_1}{z_3} e^{i(\mu_1+\varphi_3)} + \frac{s_2}{z_2} e^{i(\chi_2+\varphi_2)} + \frac{s_3}{z_3} e^{i(\chi_3+\varphi_3)} = 0.$$

In unserer Hauptfigur ist

$$6)\quad MH = MD + ME = \frac{s_2}{z_2} e^{i(\chi_2+\varphi_2)} + \frac{s_3}{z_3} e^{i(\chi_3+\varphi_3)}.$$

Setzen wir $NP = \varrho e^{i\nu}$, so wird nach der Konstruktion der Hilfsfigur

$$7)\quad NH' = -MH = \frac{\varrho}{z_1} e^{i(\nu+\varphi_1)} + \frac{\varrho}{z_2} e^{i(\nu+\varphi_2)} + \frac{\varrho}{z_3} e^{i(\nu+\varphi_3)}.$$

Damit ergiebt sich durch Addition der Gl. 6) und 7):

$$8)\quad \frac{\varrho}{z_1} e^{i(\nu+\varphi_1)} + \frac{\varrho}{z_2} e^{i(\nu+\varphi_2)} + \frac{\varrho}{z_3} e^{i(\nu+\varphi_3)} + \frac{s_2}{z_2} e^{i(\chi_2+\varphi_2)} + \frac{s_3}{z_3} e^{i(\chi_3+\varphi_3)} = 0.$$

Aus Gleichung 5) und 8) folgt nun, dass

$$r_1 e^{i\mu_1} = \varrho e^{i\nu},$$

also

$$w_1 \mathfrak{J}_1 + L_1 \frac{d\mathfrak{J}_1}{dt} = NP = MP'$$

ist. Somit haben wir den zu Anfang von b) geforderten Nachweis abermals geliefert und mit Rücksicht auf das am Ende von b) Gesagte die Richtigkeit unserer Konstruktion auf einem zweiten Wege dargethan.

Da eine Dreieckschaltung immer durch eine äquivalente Sternschaltung ersetzbar ist, so kann man auch diese nach der angegebenen Methode behandeln. Bei Anwesenheit eines Ausgleichsleiters oder bei einem beliebigen Mehrphasensystem hat man das Verfahren nur sinngemäss zu erweitern, um zur richtigen Lösung zu gelangen.

3. Netze mit Kapazität, Selbstinduktion und Widerstand.

In diesem Falle müssen wir unseren Operationszeichen eine etwas erweiterte Bedeutung beilegen. Wir schreiben die Differentialgleichung für den einfachen Stromkreis

$$\frac{L}{\omega}\frac{d^2\mathfrak{J}}{dt^2} + \frac{w}{\omega}\frac{d\mathfrak{J}}{dt} + \frac{\mathfrak{J}}{C\omega} = E_0 \cos \omega t.$$

In Fig. 4 haben wir die einzelnen Grössen der Gleichung als Vektoren eingetragen. Wie aus dem Diagramm ersichtlich, schreibt die Operation O, welche wiederum die E. M. K. E aus dem Strome $\mathfrak{J}$ erzeugen soll, vor, dass der Vektor $w\mathfrak{J}$ einer Streckung im Verhältnis

$$\sqrt{w^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2} : w$$

und einer Drehung im entgegengesetzten Sinne des Zeitpfeiles um

$$\varphi = \operatorname{arctg}\left(\frac{L\omega}{w} - \frac{1}{C\omega\, w}\right)$$

unterworfen werden soll. Die umgekehrte Operation, die aus dem E-Vektor den Vektor $\mathfrak{J}$ entstehen lässt, bedeutet demnach: man soll E im

Fig. 4.

$MA = \frac{\mathfrak{J}}{C\omega}$; $MB = \frac{w}{\omega}\frac{d\mathfrak{J}}{dt}$; $MC = \frac{L}{\omega}\frac{d^2\mathfrak{J}}{dt^2}$;
$MD = MC + MA$; $MF = E_0 \cos \omega t$;
$MF' = E_0 \sin \omega t$; $MG = \mathfrak{J}$.

Verhältnis

$$w : \sqrt{w^2 + \left(Lw - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$$

strecken, um denselben Winkel φ entgegengesetzt wie vorhin drehen und aus dem so erhaltenen $w\mathfrak{J}$-Vektor $\mathfrak{J}$ selbst konstruieren. Da sich nun z. B. bei der vorhin behandelten Sternschaltung die Beziehungen der Vektoren E und $\mathfrak{J}$ genau so schreiben lassen, wie wenn nur Selbstinduktion und Widerstand vorhanden wären, nämlich:

$$O_2(\mathfrak{J}_2) = O_1(\mathfrak{J}_1) + E_2 - E_1,$$
$$O_3(\mathfrak{J}_3) = O_1(\mathfrak{J}_1) + E_3 - E_1,$$
$$\mathfrak{J}_1 + \mathfrak{J}_2 + \mathfrak{J}_3 = O,$$

so ist dieselbe Konstruktion auch jetzt anwendbar, vorausgesetzt, dass man der Operation O die an Fig. 4 erläuterte Bedeutung beilegt. Der unter b) gegebene Beweis stammt im wesentlichen von meinem verehrten Lehrer Hrn. Prof. A. Sommerfeld her, dem ich auch an dieser Stelle meinen Dank für sein Interesse an dieser Arbeit aussprechen möchte.

(Eingegangen 29. August 1904.)

Erwiderung auf Herrn Professor Heydweillers Bemerkungen über die Existenz von Villaris kritischem Punkt bei Nickel.

Von K. Hondu und S. Shimizu.

Auf Seite 255 dieses Bandes der Physik. Zeitschrift kritisiert Herr Professor Heydweiller unseren Versuch über Villaris kritischen Punkt bei Nickel. Aus seinen Bemerkungen scheint uns hervorzugehen, dass er eine im voraus im

Nickel existierende Bedingung für die Existenz des Villarischen Punktes als nötig erachtet. Wenn das der Fall ist, besteht zwischen seiner und unserer Definition ein Unterschied. Wir betrachten Villaris kritischen Punkt nicht als einen solchen, falls er sich nicht zeigt, wenn das Probestück von einem neutralen Zustand ausgeht, aber auftritt unter der Bedingung, dass die Probe sich nicht in magnetisch neutralem Zustand befindet. Um unseren früheren Schluss nachzuprüfen, der mit einem dicken Stabe erhalten war, stellten wir einen neuen Versuch mit Nickeldrähten an, und zwar unter Bedingungen, die denen von Professor Heydweiller ähnlich waren. In der Nähe eines Magnetometers und genau östlich von demselben befand sich in vertikaler Stellung eine Magnetisierungsspule ($4 \pi n = 257{,}2$, Länge 42 cm, innerer Durchmesser 1,5 cm). Eine Kompensationsspule für das Erdfeld war in der Achse der Magnetisierungsspule angebracht und eine andere Kompensationsspule für den direkten Effekt der Magnetisierungsspule genau westlich vom Magnetometer. Der an beiden Enden an Kupferdrähte von etwa derselben Dicke angelötete Nickeldraht befand sich in der Achse der Spule. Sein unteres Ende war an einem kräftigen Rahmen befestigt, während das andere nach oben gezogen wurde mit Hilfe von einer Rolle und einem Gewicht. Dieser Rahmen und das Magnetometer, die keine direkte Berührung miteinander hatten, ruhten auf einem dicken Steinpfeiler. Der horizontale Abstand zwischen den Mittelpunkten von Magnetometer und Magnetisierungsspule betrug 7,5 cm in dem einen Fall und 2,9 cm im anderen. Die Stellung des Nickeldrahts war derart reguliert, dass derselbe auf das Magnetometer eine möglichst grosse Wirkung ausübte. Zwei Sorten Nickeldraht wurden untersucht, der eine (Durchmesser 1,02 mm, Länge 34,5 cm) war aus elektrolytischem und fast chemisch reinem Nickel gezogen, und der andere (Durchmesser 1,08 mm, Länge 34,5 cm) war ein reines käufliches Nickel. Beide Drähte waren gründlich gealtert.

Es wurden zwei Versuchsreihen durchgeführt. Die erste mit einem Kompensationsstrom für das Erdfeld, die zweite ohne denselben.

Die erste Versuchsreihe zeigte, dass die Wirkung einer Dehnung nicht wesentlich anders ausfällt, wenn man einen Draht an Stelle eines Stabes verwendet. Abgesehen von der ersten erregenden Wirkung nimmt die Magnetisierung durch Streckung ab und wächst beim Aufhören derselben. Die Änderungen der Magnetisierung werden durch Magnetisierung in den beiden verschiedenen Richtungen nicht beeinflusst.

Bei der zweiten Versuchsreihe waren die Bedingungen genau dieselben wie die von Herrn Professor Heydweiller. Der Kompensationsstrom für das Erdfeld war unterbrochen. Die Experimente zeigten, dass, wenn man die Versuche ausführte, wie Herr Professer Heydweiller es gethan hat, das Probestück niemals in einen magnetisch neutralen Zustand gebracht wurde. Daher änderte sich auch die Magnetisierung in der einen oder der anderen Richtung nicht symmetrisch bezüglich der Tension.

Fand die neue Magnetisierung in der Richtung derjenigen Magnetisierung statt, die das Probestück thatsächlich (nicht nur scheinbar) besass, so wurde die Zunahme der Magnetisierung durch Streckung beobachtet, wie in Herrn Professor Heydweillers Fall. Hatte sie dagegen die entgegengesetzte Richtung, so nahm die Magnetisierung stets durch Dehnung des Drahtes ab. Die Wirkung der ersten Erregung wurde natürlich ausgeschlossen.

Aus diesen zwei Versuchsreihen können wir schliessen, dass die Zunahme der Magnetisierung durch Streckung nur erklärt werden kann, durch den speziellen anfänglichen Magnetisierungszustand des Drahtes. Daher existiert Villaris kritischer Punkt, im Sinne unserer Definition, bei Nickel nicht.

Tokyo, 11. Mai 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von M. Bose.)

(Eingegangen 17. August 1904.)

Optische Reflexionskonstanten und elektromotorischer Zustand beim Chrom.

Von A. L. Bernoulli.

Die jüngsten Kontroversen über die Ursachen der Passivität haben neben vielen anderen auch die Frage angeregt, ob die Reflexionskonstanten eines passiven Metallspiegels andere seien als diejenigen eines aktiven.

Untersucht wurden bis jetzt bloss Eisen und Chrom. Ersteres von Michéli[1]) und neuerdings von Müller und Königsberger[2]); letzteres Metall ebenfalls von Michéli[3]) und später vom Verfasser.[4]) Michéli bestimmte den Haupteinfallswinkel H und das Hauptazimut A bei Eisen im aktiven bezw. im passiven Zustand wie folgt:

Eisen aktiv	$74^0 42'$	$27^0 50'$
Eisen passiv	$69^0 20'$	$28^0 54'$
Änderung für aktiv-passiv:	$-5^0 22'$	$+1^0 04'$

Aus dem Sinn der beiden gleichzeitigen Änderungen folgt[5]), dass das passive Eisen

1) Archives des Sciences physiques et naturelles, Genève, **10**, 117, 1900.
2) Diese Zeitschr. **5**, 413, 1904.
3) L. c. S. 424.
4) „Die Passivität des Chroms nach der Faradayschen Theorie". Münchner Dissertation. Gustav Fock, Leipzig 1904.
5) Vgl. Drude, Wied. Ann. **36**, 889, 1889.

mit einer relativ sehr dicken Schicht aus festem Material bedeckt ist.[1])

Im Gegensatz zu Michéli geben Müller und Königsberger[2]) an, beim Eisen keine Deckschicht gefunden zu haben. Ich habe kürzlich unter Hinweis auf einschlägige Arbeiten von Voigt[3]) und von Drude[4]) zu zeigen versucht, dass nach der Methode von Königsberger[5]) eine noch so dicke Deckschicht unmöglich gefunden werden kann, denn die Theorie fordert direkt die Unabhängigkeit der Totalintensität der reflektierten Komponente von den absoluten Werten des Haupteinfallswinkels und des Hauptazimuts und damit auch von der relativen Schichtfreiheit des Spiegels.[6])

Beim Chrom liegen kompliziertere Verhältnisse vor. Michéli passivierte sein Chrom mit Salpetersäure, mass wie beim Eisen Haupteinfallswinkel und Hauptazimut sowohl im aktiven als im passiven Zustand, konnte aber innerhalb der Grenzen seines persönlichen Fehlers keine Änderung der optischen Konstanten feststellen. Unwillkürlich drängt sich angesichts dieser Thatsache die Frage auf, ob andere Passivierungsmittel als Salpetersäure gleichfalls die optischen Konstanten des Chroms messbar modifizieren.

Wie Michéli arbeitete auch ich nach der von Drude[7]) angegebenen Methode zur Bestimmung der Konstanten der Reflexion bei monochromatischem, linear unter 45° Azimut polarisiertem Licht. Die durch die Reflexion erzeugte Elliptizität wurde mit einem Babinetschen Kompensator, die Änderung des Azimuts mit Hilfe eines analysierenden Nicols ausgewertet. Als Passivierungsmittel diente bald das Liegenlassen an der Luft, bald eine siedende Lösung von Chinon in Benzol.[8]) Eine Reihe von alternierenden Aktivierungen und Passivierungen bedingte eine sehr wohl messbare Änderung der optischen Konstanten. Die nachstehende Tabelle I giebt den Haupteinfallswinkel H und das Hauptazimut A als Mittelwerte aus je 4 Einstellungen von Spiegel, Beobachtungsfernrohr und analysierendem Nicol. Die Differenz zwischen dem grössten und dem kleinsten gemessenen Wert betrug jeweils für beide optischen Konstanten im ungünstigsten Fall etwas über 2°, in der Regel etwa 1°. In Anbetracht der starken Absorption, besonders im passiven Zustand, darf eine bessere Übereinstimmung nicht erwartet werden. Über Methode und Technik der Versuche wurde bereits an anderem Orte ausführlich berichtet.[1]) Die elektromotorische Kraft gegenüber Platin in Ammoniumnitrat wurde jeweils vor und nach der optischen Messung am Hallwachs-Quadrant-Elektrometer gemessen. Die Änderung der elektromotorischen Kraft während der optischen Messung betrug maximal $^1/_{50}$ Volt (bei einem Ausschlag des Elektrometers von 66,6 Skalenteilen pro Volt).

Tabelle I.

Die parallelen Änderungen des elektromotorischen Zustandes und der optischen Konstanten des Chroms.

Versuch	Elektro-mot. Zust.	Permutierendes Agens	E. K. in Sk.-T.	E. K. in Volt	Änderung Δ E. K. in Volt	H	A
1	passiv	Luft	+ 4,0	+0,055		71° 23′	34° 37′
					+0,191		
2	aktiv	*Na Cl*	+17,6	+0,246		78° 24′	31° 50′
					−0,261		
3	passiv	Kochen in Chinonlösung	− 1,1	−0,015		68° 48′	36° 03
					+0,300		
4	aktiv	*Na Cl*	+20,4	+0,285		75° 38′	32° 43′
					−0,265		
5	passiv	Luft	+ 1,4	+0,020		73° 29′	36° 42′
					+0,249		
6	aktiv	*Na Cl*	+19,2	+0,269		75° 23′	30° 25′
					−0,349		
7	passiv	Luft	− 5,7	−0,080		74° 28′	33° 55′
					+0,284		
8	aktiv	*Na Cl*	+14,6	+0,204		72° 09′	32° 26′

Aus der Tabelle ergiebt sich unzweideutig, dass auch das Chrom, wenn es durch Chinon oder Luftsauerstoff passiviert wird, sich mit einer sehr wohl nachweisbaren Deckschicht aus festem Material bedeckt. Die Grössenordnung der Änderungen ist dieselbe, wie sie Michéli für Eisen festgestellt hat. Dass die absoluten Werte beider Konstanten sukzessive kleiner werden, rührt daher, dass neben dem Passivieren und Aktivieren, trotz der geringen Intensität der chemischen Einwirkung eine Korrosion des Spiegels stattfindet, denn nach Drude verkleinert Korrosion des Spiegels sowohl das Hauptazimut als den Haupteinfallswinkel.

Passivierte ich dagegen statt durch Liegenlassen an der Luft oder durch eine siedende Lösung von Chinon in Benzol durch Salpetersäure (Acid. nitric. rubr. fumans. puriss.), so ergaben sich die nachstehenden Werte (Tab. II), wodurch, wie zu erwarten, die Messungen von Michéli ihre volle Bestätigung finden.

Dabei fällt auf, dass ein mit Salpetersäure passiviertes Chrom um ebensoviel elektronegativer ist als Platin und damit auch um ebensoviel elektronegativer als mit Chinon oder Luftsauerstoff passiviertes Chrom wie jenes gegenüber aktivem Chrom. Auch ist die negative

1) Michéli, l. c. S. 122.
2) L. c. S. 414.
3) Wied. Ann. **31**, 329, 1887.
4) Wied. Ann. **36**, 885, 1889.
5) Diese Zeitschr. **5**, 413, 1904.
6) Vgl. hierzu die Ausführungen des Verfassers in dieser Zeitschr. **5**, 603, 1904.
7) Wied. Ann. **36**, 880, 1889. Vgl. auch Kohlrausch, Praktische Physik S. 296 ff.
8) A. L. Bernoulli, „Die Passivität des Chroms nach der Faradayschen Theorie, S. 13 und 20.

1) L. c. S. 17 u. ff.

Tabelle II.

Die elektromotorischen Zustände und die optischen Konstanten des Chroms beim Passivieren mit Salpetersäure.

Versuch	Elektromot. Zust.	Permutierendes Agens	E. K. in Sk. T.	E. K. in Volt	Änderung Δ E. K. in Volt	H	A
1	aktiv	$NaCl$	+29,7	+0,416	—0,910	78° 09'	28° 49'
2	passiv	HNO_3	—35,3	—0,494	+0,656	78° 20'	30° 44'
3	aktiv	Nachpol.	+11,6	+0,162	—0,589	76° 53'	30° 20'
4	passiv	HNO_3	—30,5	—0,427	+0,670	73° 49'	32° 22'
5	aktiv	$NaCl$	+17,4	+0,243	—0,709	79° 07'	29° 16'
6	passiv	NHO_3	—33,3	—0,466		78° 50'	31° 11'

Potentialdifferenz des mit Salpetersäure passivierten Chroms gegenüber Platin so gross, dass sie sicher nicht von einer Umwandlung des Chroms in eine „edle Modifikation" herrühren kann. Die betreffende Potentialdifferenz ist vielmehr von der Grössenordnung der elektromotorischen Kräfte, welche Gaselektroden gegenüber Platin ergeben. Die Vermutung, dass absorbiertes Stickstoffdioxyd oder andere Oxyde des Stickstoffs[1]) diese anormal starke Passivität bedingen könnten, liegt um so näher, als von Ferée[2]) gezeigt worden ist, dass metallisches Chrom begierig grosse Mengen von Sauerstoff und, was für uns hier speziell wichtig, auch von Oxyden des Stickstoffs absorbiert. Dass ein mit Salpetersäure passiviertes Chrom thatsächlich Stickstoffdioxyd in seinen Poren festhält, gelang mir in folgender Weise analytisch nachzuweisen.

Drei in siedender Chlornatriumlösung aktivierte Chromstücke wurden durch 24stündiges Liegenlassen in konzentrierter Salpetersäure passiviert, und dann so lange mit immer neuen Mengen reinsten destillierten Wassers abgespült, bis sich im Waschwasser absolut keine Oxyde des Stickstoffs mehr nachweisen liessen. Die drei Chromstückchen, deren letzte Waschwasser nun vollkommen frei von Oxyden des Stickstoffs waren, wurden je mit 15 ccm Wasser einzeln in verschlossene Fläschchen gegeben und so in einem Raume, dessen Atmosphäre völlig frei von Stickstoffdioxyd war, während 12 Stunden bei etwa $+5^0$ stehen gelassen. Während dieser Zeit war in allen drei Fläschchen eine beträchtliche Menge von Stickstoffdioxyd aus den Poren des Metalls herausdiffundiert und verriet sich nunmehr durch Bildung von Azofarbstoff. Zur Kontrolle wurden gleichzeitig drei andere Chromstückchen in siedender Chlornatriumlösung aktiviert, dann aber, ohne sie erst zu passivieren, einzeln mit je 15 ccm reinsten Wassers in kleine Fläschchen gegeben. Diese sämtlichen drei Proben waren nach 12 Stunden Stehens nicht imstande, eine Färbung des zu diazotierenden Gemisches hervorzurufen.

1) Wenn wir im folgenden von Stickstoffdioxyd sprechen, so sollen andere Oxyde des Stickstoffs stets mit eingeschlossen sein.

2) Comptes Rendus 71, 822, 1895.

Damit dürfte nun einwandfrei gezeigt sein, dass beim Passivieren mit Salpetersäure absorbierte Oxyde des Stickstoffs eine Rolle spielen. Eine Gasschicht (aber nur eine solche) affiziert nur das Hauptazimut durch die Steigerung der Absorption. Der Haupteinfallswinkel und damit der Grad der Elliptizität des reflektierten Lichtes wird dagegen nicht geändert. Anders beim Passivieren mit Luft oder Chinonlösung: hier ist durch die optischen Messungen nunmehr nachgewiesen, dass eine Deckschicht aus einem anders als Chrommetall brechenden Material vorliegt. In dieser Deckschicht glaube ich im Sinne Faradays die Ursache der Passivität suchen zu müssen, wenn durch Chinonlösung, Luftsauerstoff od. einen beliebigen Oxydationsprozess passiviert wurde. Ich habe bereits anderweitig über die chemische und physikalische Begründung meiner Wiederaufnahme der Faradayschen Theorie der Passivität berichtet[1]) und glaube es zum mindesten sehr wahrscheinlich gemacht zu haben, dass die fragliche Deckschicht als Chromichromat $(Cr_2O_3)_2CrO_3$ besteht, jenem merkwürdigen Körper, welcher bei gewöhnlicher Temperatur bloss in Fluorwasserstoffsäure löslich ist und dabei trotzdem aus der Luft bei gewöhnlicher Temperatur ebenso leicht Sauerstoff aufnimmt, als er solchen wieder abgiebt.[2])

1) l. c. S. 47ff.

2) l. c. S. 59.

(Eingegangen 18. September 1904.)

Zur Strahlung der Hefnerlampe.[1])

Von Ejnar Hertzsprung.

In der vorläufig plausiblen Annahme, dass die Energieintensität im sichtbaren Teile des Gitterspektrums der Hefnerlampe durch die Wiensche Formel:

$$E = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

ausgedrückt werden kann, wird wohl die Konstante $\frac{c_2}{T}$ am besten für den summarischen Vergleich der verschiedenen Versuchsreihen geeignet sein.

Ångström giebt nach seinen Messungen

1) Vergl. diese Ztschr. 5, 34, 156, 456, 1904. Daselbst weitere Litteraturhinweise.

$$\frac{c_2}{T} = 7{,}85$$

an. Dieser Wert ist anscheinend in der Voraussetzung berechnet, dass der mittlere Fehler für alle Einzelmessungen dieselbe absolute Grösse hat. Nimmt man aber an, dass der m. F. für alle 6 Endwerte von

$$\int_{\infty}^{\lambda} \mathfrak{J}_\lambda \partial\lambda$$

denselben relativen Wert hat, findet man nach kl. Q. $\frac{c_2}{T}$ zu nur 7,58. Vielleicht, dass der mittlere Fehler in einer Weise variiert, die zwischen den beiden oben vorausgesetzten liegt. —

Berechnet man nach den Zahlen von Tumlirz die Konstante $\frac{c_2}{T}$ so, dass

$$\Sigma \left(\log \frac{\text{beob.}}{\text{ber.}}\right)^2$$

Minimum wird, bekommt man für das ganze untersuchte Spektrum von 441 bis 702 $\mu\mu$: $\frac{c_2}{T} = 6{,}93$. Für den roten Teil 560—702 $\mu\mu$ wird $\frac{c_2}{T} = 6{,}00$ und für den blauen Teil 441 bis 536 $\mu\mu$: $\frac{c_2}{T} = 7{,}34$.

Die von Tumlirz benutzten Werte der Energieverteilung im Sonnenspektrum sind der Arbeit Langleys „Energy and Vision"[1]) entnommen. Diese Werte sind aber unkorrigiert[2]), da sie ja nur den im Titel erwähnten Vergleich dienen sollen. Bei Berücksichtigung dieses Umstandes verringert sich die so für das ganze Spektrum berechnete Konstante auf 6,58. —

Aus den kombinierten Werten von Langley und Else Köttgen berechnet sich in der angegebenen Weise für das ganze Spektrum 430 bis 690 $\mu\mu$: $\frac{c_2}{T} = 8{,}03$. Die Annahme aber, dass die beiden Beobachtungsreihen Sonnenlicht derselben Qualität entsprechen, ist ja für die kürzeren Wellenlängen am meisten gewagt. Für den roten Teil 530—690 $\mu\mu$ ergiebt sich $\frac{c_2}{T} = 7{,}79$ und für den blauen Teil 430 bis 510 $\mu\mu$: $\frac{c_2}{T} = 8{,}42$. —

Aus vorliegenden Messungen den wahrscheinlichsten Wert der Konstante $\frac{c_2}{T}$ nebst seinen mittleren Fehler abzuleiten, scheint nicht leicht zu sein. Von näheren Kommentaren möchte ich auch jetzt absehen, da neue genauere Bestimmungen der Hefner-$\frac{c_2}{T}$ Konstante wohl bald erwartet werden können, vielleicht durch Bestimmung der Temperatur des schwarzen Hohlkörpers, bei welcher die Qualität seiner Strahlung im sichtbaren Spektrum, die der Hefnerlampe möglichst gleichkommt.

1) U. a. Phil. Mag. 5. Ser. **27**, 1, 1889.
2) Vergl. S. P. Langley, Wied. Ann. N. F. **19**, 226, (236), 1883.

(Eingegangen 15. September 1904.)

Eine Bemerkung zu den Dimensionssystemen der Physik.

Von K. R. Johnson.

Die Zurückführung der physikalischen Grössen auf die drei mechanischen Grundeinheiten ist eine Frage, die von Zeit zu Zeit in den physikalischen Zeitschriften behandelt wird. Vor einiger Zeit hat Herr Gorczynski[1]) in dieser Zeitschrift einige Bemerkungen über diesen Gegenstand veröffentlicht, wo er die Notwendigkeit einer vollständigen Revision der Dimensionen der physikalischen Grössen betont. Es kann indessen in Frage gesetzt werden, ob eine solche Revision einige nennenswerte Resultate bringen kann.

Schon gegen die Festsetzung der Dimensionen $L\,M\,T^{-2}$ für die mechanische Kraft erheben sich gewisse Bedenken. Bekanntlich wurde die Notwendigkeit des Kraftbegriffes von Kirchhoff verleugnet und für diese Ansicht ist in neuerer Zeit Herr E. Mach getreten. Wenn man den Kraftbegriff nicht vollständig verwerfen kann oder will, so bleibt immer eine Unklarheit und Unbestimmtheit bei diesem Begriffe zurück. Wir wollen dagegen die Dimensionen der Kraft unbestimmt lassen und sie mit X kurz bezeichnen. Demgemäss werden die Dimensionen der Arbeit durch XL und die des Effekts durch $X\,L\,T^{-1}$ bezeichnet. Die übliche Darstellung des elektromagnetischen Masssystems liefert dabei die folgenden Dimensionen:

Magnetische Menge	$X^{\frac{1}{2}} L$
Elektrische Menge	$X^{\frac{1}{2}} T$
Stromstärke	$X^{\frac{1}{2}}$
Elektromotorische Kraft	$X^{\frac{1}{2}} L\,T^{-1}$
Widerstand	$L\,T^{-1}$
Kapazität	$L^{-1} T^2$
Selbstinduktion	L

Und wir finden mithin, dass die abgeleiteten Grössen Widerstand, Kapazität und Selbstinduktion vollkommen unabhängig von den Dimensionen der Kraft sind.

Wenn der Kraftbegriff ungenügend formuliert

1) L. Gorczynski, diese Zeitschr. **4**, 153, 1902.

worden ist, so gilt selbstverständlich dasselbe von der Definition des mechanischen Potentials, und demgemäss muss man das elektrostatische Masssystem verwerfen.

Weil man den gebrochenen Exponenten der Grundeinheiten L, M und T keine verständliche Bedeutung beilegen kann, so würde man sich geneigt fühlen, die Dimensionen der Kraft dem Gravitationsgesetze zu entnehmen und $X = L^{-2}M^2$ setzen, wodurch die Bruchexponenten verschwinden würden. Die vermutete Abhängigkeit der Fernkräfte von einem fortpflanzenden Medium verbieten indessen eine solche Annahme, und es scheint deswegen am besten, unvollendet zu liefern, was man wohl jetzt zu vollführen nicht imstande ist.

(Eingegangen 23. Juni 1904.)

Über die spezifische Wärme der Metallsulfide und das Joule-Neumann-Koppsche Gesetz.

Von Edmond van Aubel.

Herr Fr. Streintz hat kürzlich[1]) einen Aufsatz über die spezifische Wärme einiger Schwefelmetalle in ihrer Beziehung zum elektrischen Leitvermögen veröffentlicht.

In dieser Arbeit untersucht er Schwefelsilber im amorphen Zustande in der Form eines Pulvers. Er schreibt diesem die mittlere spezifische Wärme 0,0804 zwischen 15 und 100° zu. Nachdem er darauf hingewiesen hat, dass der Wert der spezifischen Wärme abnimmt, „wenn das Pulver gleich nach der Abkühlung einer neuerlichen Erwärmung unterworfen wird", fügt er hinzu:

„Das Joule-Koppsche Gesetz verlangt eine spezifische Wärme von 0,0706, wenn man nach Behn für die Atomwärme des Silbers den Wert 6,0 einsetzt. Die Übereinstimmung mit dem Gesetze ist mithin mangelhaft; wahrscheinlich wird sie auch nicht besser, wenn man das amorphe durch das natürliche krystallinische Pulver ersetzt, da auch das elektrische Leitvermögen von der Natur der Modifikation kaum beeinflusst wird."

Demnach wird also nach der Meinung des Herrn Streintz das Joule-Neumann-Koppsche Gesetz bei Schwefelsilber nicht bestätigt.

1) Boltzmann-Festschrift, 1904, Artikel 27, S. 196 bis 203

Andere Physiker haben schon früher die spezifische Wärme desselben Sulfids gemessen, um auch dieses Gesetz zu kontrollieren, und ihre Ergebnisse weichen von denen des Grazer Physiker erheblich ab. So hatte schon Regnault[1]) geschmolzenes Schwefelsilber untersucht, das er durch direkte Vereinigung von Schwefel mit fein verteiltem Silber erhalten hatte, und hierbei zwischen 7 und 98° die spezifische Wärme 0,07458 gefunden. A. Sella[2]) hat das natürliche Schwefelsilber (Silberglanz) aus Schneeberg in Sachsen untersucht und als Mittelwert von vier Versuchen 0,0746 zwischen 10 und 100° gefunden. Durch Anwendung des fraglichen Gesetzes erhält er 0,0712.

In neuerer Zeit hat W. A. Tilden[3]) die spezifische Wärme von Schwefelsilber zwischen 15 und 100° zu 0,0737 gefunden.

Die Ergebnisse von Regnault, Sella und Tilden differieren untereinander nicht weiter erheblich und kommen dem vom Joule-Koppschen Gesetze gelieferten Werte nahe, während sie viel kleiner als der von F. Streintz angegebene Wert sind. Andererseits haben Regnault, Neumann, Kopp, Joly, Lindner und Streintz die spezifische Wärme von Bleiglanz gemessen. Wie sich aus nachfolgender Tabelle ergiebt, stimmen die Ergebnisse durchaus nicht miteinander überein:

(Siehe untenstehende Tabelle.)

Nach den Untersuchungen von F. Streintz wäre es von Interesse, die elektrische Leitfähigkeit des von Lindner untersuchten Bleiglanzes zu kennen. Nachstehende Tabelle zeigt andererseits, dass es ganz illusorisch ist, das Joule-Neumann-Koppsche Gesetz an Mineralien wie Bleiglanz zu bestätigen zu suchen.

Ich habe es für angebracht gehalten, diese Arbeiten in Erinnerung zu bringen, hoffe jedoch, dass Herr Streintz hierin keine Kritik

1) Annales de chimie et de physique, 3. Serie, Bd. 1, 1841, S. 153 und Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen, 2. Aufl., 1894, S. 326.

2) Nachrichten von der Königl. Gesellschaft der Wissenschaften, Göttingen, 1891, S. 319.

3) Proceedings of the Royal Society, London, Bd. LXXI, Nr. 471, S. 221, 13. Febr. 1903.

4) Proceedings of the Royal Society, London, Bd. XLI, 1886, S. 262.

5) G. Lindner, Die Abhängigkeit der spezifischen Wärme fester Körper von der Temperatur. Inaugural-Dissertation, Universität Erlangen, 1903, S. 23.

6) L. c.

Spez. Wärme	Beobachter	Bemerkungen
0,05406 von 13,27° bis 99,50°	Joly[4])	„Four well-formed crystals ... cubo-octahedral" ...
0,04921 „ 13,27° „ 99,60°	Joly	„Close grained fragments."
0,04658 „ 0° „ 100°	Lindner[5])	Wahrscheinlich nicht geschmolzener Bleiglanz.
0,0529 „ 15° „ 100°	Streintz[6])	Geschmolzener Bleiglanz.
0,0557 „ 15° „ 100°	Streintz	Krystallisierter Bleiglanz.

seiner interessanten Untersuchungen erblicken wird.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen am 21. Juni 1904.)

Über die Zersetzung von Jodoform unter der Einwirkung von Sauerstoff und von Lichtstrahlen.

Von Edmond van Aubel.

Herr W. B. Hardy und Frl. E. G. Willcock haben im vorigen Jahre in den Proceedings of the Royal Society und neuerdings in der Zeitschrift für physikalische Chemie (**47**, 347, 1904) eine wichtige Arbeit veröffentlicht, in der sie bewiesen haben, dass in Chloroform, Benzol, Schwefelkohlenstoff etc. aufgelöstes Jodoform unter der Einwirkung des Lichtes, der X-Strahlen und der Radiumstrahlungen sich schnell rötet, vorausgesetzt, dass die Lösung mit Sauerstoff in Berührung kommt. Diese sehr empfindliche photochemische Reaktion rührt vom Freiwerden des Jods her; sie stellt eine der schnellsten durch Radiumstrahlen erzeugten chemischen Wirkungen dar. Bei Tageslicht tritt die Erscheinung in Chloroformlösung fast augenblicklich ein.

Die Verfasser der interessanten Arbeit glauben diese Wirkung der Sonnenstrahlen zuerst entdeckt zu haben. In Wirklichkeit hat jedoch E. Humbert[1]) schon im Jahre 1856 auf den Einfluss des Sonnenlichtes auf Jodoformlösungen hingewiesen; auch er hat die Farbenveränderung auf Rechnung des freiwerdenden Jods gesetzt, aber die neuerlichen Untersuchungen der beiden englischen Forscher sind vollständiger und beziehen sich auch auf X-Strahlen und auf die von Radiumsalzen ausgesandten Strahlungen.

Diese Erscheinungen treten in Jodoformlösungen auf. Nun kann man sich die Frage stellen, ob Licht auch auf Jodoform einwirkt, welches sich in einer nichtflüssigen Mischung befindet.

Zu diesem Zwecke habe ich ein Gemisch von weisser Vaseline und Jodoform hergestellt und dieses in einem kleinen Glasgefäss untergebracht. Ein Teil der Seitenfläche desselben war durch ein Stück dicken Papieres gegen die Einwirkung der Sonnenstrahlen geschützt, während der übrige Teil den Strahlungen ausgesetzt war. In kurzer Zeit wurde nun der Teil, auf den die Sonne hatte einwirken können, orangenrot, während der andere Teil eine hellgelbe Färbung behielt. Es ist dies sogar ein schöner Vorlesungsversuch.[2])

1) Journal de pharmacie et de chimie, 3. Serie, Bd. 29, 352, 1856.

2) Siehe auch Humbert, l. c.

Hierauf füllte ich mit derselben Mischung von Vaseline und Jodoform eine kleine Kartonschachtel an, deren Boden aus einer durchsichtigen Glimmerplatte bestand. Das Gemisch wurde den Strahlen ausgesetzt, die von 7 Milligramm reinen in einer mit einer dünnen Glimmerplatte bedeckten Ebonitkapsel enthaltenen Radiumbromids ausgingen. Ich setzte die Kartonschachtel auf die Ebonitkapsel und brachte das Ganze auf vier Tage in einen dunkeln Raum. Dann beobachtete ich, dass an den Stellen, wo der radioaktive Körper hatte einwirken können, in dem Vaseline-Jodoformgemisch ein Fleck entstanden war: Das Jodoform war also zersetzt.

Schliesslich erschien es mir von Interesse, zu untersuchen, ob Sonnenlicht auch noch bei niedriger Temperatur auf eine Lösung von Jodoform in Chloroform einwirkt. In das bekannte, aus Aceton und Kohlensäure bestehende Kältegemisch brachte ich ein Gefäss ein, welches eine Lösung von Jodoform in Chloroform enthielt; die verhältnismässig grosse freie Oberfläche dieser Flüssigkeit wurde dem Sonnenlicht ausgesetzt. Bei der auf diese Weise hergestellten Temperatur von -45^0 liess sich jedoch keine Farbenveränderung beobachten. Bei niedriger Temperatur tritt also die fragliche photochemische Wirkung nicht mehr ein oder ist wenigstens erheblich geschwächt, denn augenscheinlich hängt ja die Temperatur, bei der die Wirkung zu Null werden kann, von der Intensität der Sonnenstrahlen ab, und die eben besprochenen Versuche sind im Wintersemester ausgeführt worden.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 26. Juni 1904.

Ionenwanderung im Methylalkohol als Lösungsmittel.

Von C. Dempwolff.

Leitfähigkeitsmessungen in Methylalkohol sind bisher eine ganze Reihe ausgeführt worden; um jedoch ein vollständiges Bild der Ionenwanderung in diesem Lösungsmittel zu erhalten, bedarf es auch der Messung der Überführungszahlen, hier aber war das Beobachtungsmaterial bisher beschränkt auf ein paar vereinzelte Messungen.

In neuerer Zeit hat Carrara[1]) für eine Reihe von Salzen die Überführungszahlen in Methylalkohol bestimmt. Die vorliegende Arbeit ergänzt durch eine Anzahl weiterer Messungen diese Zahlen. Ferner soll in ihr der Versuch gemacht werden, mit Hilfe von teils alten, teils neuen Leitfähigkeitsbestimmungen und der Über-

1) Carrara, Memorie Academ. Lincei **4**, 338—387.

Fig. 1.

führungszahlen weiteren Aufschluss über die Ionenwanderung im Methylalkohol zu gewinnen.

Die Messungen der Überführungszahlen wurden ohne poröse Wand in einem Apparat, wie ihn Figur 1 angiebt, nach der alten Hittorfschen Methode ausgeführt.

Die Konzentration der verschiedenen Lösungen wurde durch Titration festgestellt, ein Silbervoltameter diente zur Messung der Strommenge, als Elektrizitätsquelle wurde die städtische Lichtleitung von 220 Volt benutzt.

Anfänglich diente als Anode zu meinen Versuchen eine Elektrode aus Kadmiumamalgam, da sich dieselbe jedoch bei verdünnteren Lösungen als ungeeignet erwies, verwandte ich später ausschliesslich Platinelektroden. Bei der Anwendung des Kadmiumamalgams als Anode traten Störungen durch sekundäre Prozesse auf, indem das gebildete Kadmiumsalz mit dem Methylalkohol sich umsetzte, ein Vorgang, der, analog der Bezeichnung Hydrolyse bei wässerigen Lösungen mancher Salze, mit dem Namen Alkoholyse anzusprechen ist. — Bei einer Jodkaliumlösung z. B. reagierte der Methylalkohol mit dem an der Anode in Lösung befindlichen Kadmiumjodid unter Bildung von Kadmiummethylat, das aus der Lösung als weisser voluminöser Niederschlag ausfällt, und Jodwasserstoff. Aber auch bei der Verwendung zweier Platinelektroden ergaben sich an der Anode Komplikationen. So wirkt z. B. bei der Elektrolyse der Chloride das freiwerdende Chlor auf den Methylalkohol ein, indem es denselben zu Formaldehyd unter Bildung von Salzsäure oxydiert. Diese reagiert ihrerseits wieder mit dem Formaldehyd und dem Methylalkohol weiter und es entsteht Chlormethyläther und Wasser. Dass dies Endprodukt thatsächlich Chlormethyläther ist, konnte ich durch einen Versuch im grossen nachweisen, indem ich eine Thonzelle in ein grosses Becherglas stellte, beides mit einer Lösung von Chlorlithium in Methylalkohol füllte und unter Verwendung von Platinelektroden elektrolysierte. Der so erhaltene Stoff erwies sich in allen seinen Eigenschaften als identisch mit dem auf rein chemischem Wege dargestellten Chlormethyläther.

Untersucht wurden die Salze:

KCl, KBr, KJ; $LiCl$, $LiBr$; NaJ, $NaCH_3O$; $AgNO_3$.

Die Titration musste sich in den Fällen, wo an der Anode sekundäre Prozesse auftraten, auf die Bestimmung der Konzentrationsänderung im Kathodengefäss beschränken, in allen anderen Fällen wurde zur Kontrolle auch die Konzentrationsänderung im Anodengefäss bestimmt. Die Temperatur betrug im Mittel 19° C. — Die Ergebnisse der Messungen finden sich in der nachstehenden Tabelle:

Lösungsmittel: Methylalkohol.

KJ		KBr		KCl		$LiBr$	
Anzahl Liter, in d. e. Mol. gelöst	nJ	Anzahl Liter, in d. e. Mol. gelöst	nBr	Anzahl Liter, in d. e. Mol. gelöst	nCl	Anzahl Liter, in d. e. Mol. gelöst	nBr
2,98	0,49	10,82	0,45	25,90	0,47	1,39	0,69
6,—	0,44	19,20	0,43	47,52	0,44	4,27	0,65
12,50	0,37	29,75	0,42	58,74	0,44	11,49	0,56
20,34	0,33					21,75	0,55
52,87	0,32						

Lösungsmittel: Methylalkohol.

$LiCl$		CH_3ONa		NaJ		$AgNO_3$	
Anzahl Liter, in d. e. Mol. gelöst	nCl	Anzahl Liter, in d. e. Mol. gelöst	nCH_3O	Anzahl Liter, in d. e. Mol. gelöst	nJ	Anzahl Liter, in d. e. Mol. gelöst	$1-n\ Ag$
1,19	0,67	12,64	0,67	12,46	0,55	9,62	0,42
5,49	0,59	27,04	0,58			20,19	0,44
10,36	0,54	38,35	0,56			30,30	0,44
12,03	0,53					40,77	0,44
20,52	0,52						

Aus den Tabellen geht hervor, dass die Ab- resp. Zunahme der Überführungszahlen vollkommen regelmässig mit der Veränderung der Konzentration der alkoholischen Lösungen verläuft, in derselben Weise wie bei den wässerigen.

Eine graphische Darstellung dieser Zahlen auf Figur 2 lässt bei sämtlichen auf diese

Fig. 2.

Weise erhaltenen Kurven die gleiche Gesetzmässigkeit erkennen, indem die Kurven zunächst rasch nach der Ordinate hin ansteigen, um von einem gewissen Punkte der Konzentration ab derselben parallel zu verlaufen. Die relative Wanderungsgeschwindigkeit der Halogenionen nimmt also anfangs mit Zunahme der Verdünnung ab und wird dann von einer bestimmten Konzentration an konstant. Für $AgNO_3$ gilt das gleiche, für das Kation Ag in umgekehrter Weise.

Die Konzentration der untersuchten Lösungen geht herunter bis auf ein $^1/_{59}$ Äquivalent (bei KCl), weiter herunterzugehen schien einmal nicht angebracht, weil in verdünnten Lösungen die Versuchsfehler zu gross werden, andererseits auch nicht nötig, da ja der Verlauf der Kurven zeigt, dass der Grenzwert der Überführungszahlen, wenn nicht vollkommen, so doch mit grosser Annäherung erreicht war. — Es wäre wünschenswert gewesen, wenn ich die Untersuchungen in umgekehrter Richtung etwa bis $^1/_1$ Äquivalentlösung hätte fortsetzen können; leider erlaubte dies in den meisten Fällen die geringe Löslichkeit der Salze nicht.

Von besonderem Interesse erwies sich die Untersuchung einer Lösung von Natriummethylat. Dasselbe entspricht in methylalkoholischer Lösung ganz einer in Wasser gelösten Base und zeigt ein analoges Verhalten. Die beobachteten Überführungszahlen in Konzentrationen von $^1/_{12}$ Äquivalent abwärts ergeben die Thatsache, dass die relative Wanderungsgeschwindigkeit des organischen Ionenkomplexes CH_3O etwa so gross ist als die der Halogenionen, während von vornherein für das komplizierte Anion eine geringere Zahl zu erwarten gewesen wäre.

Hinsichtlich des untersuchten Silbernitrats wäre noch hervorzuheben, dass wegen der Lichtempfindlichkeit der Lösung die Versuche bei rotem Lichte bezw. in einem dunkeln Kasten angestellt wurden. Hier liess sich als Anode ein Silberblech sehr gut verwenden.

Vergleicht man die von Kohlrausch zusammengestellten Überführungszahlen für wässerige Lösungen der gleichen Salze mit den von mir für methylalkoholische Lösungen gefundenen, so tritt die Analogie der beiden klar zu Tage. Indessen sind in wässeriger Lösung die Werte der Überführungszahlen der Anionen bedeutend höher als im Methylalkohol, während die Verhältnisse beim Silbernitrat umgekehrt liegen.

Der zweite Teil meiner Untersuchungen betrifft die elektrischen Äquivalentleitfähigkeiten. Einmal wurden die Salze, deren Überführungszahlen ich bestimmte, in den dort verwendeten Konzentrationen untersucht, dann wurden aber durch Leitfähigkeitsbestimmungen in grösserer Verdünnung diese Zahlen ergänzt. Für KJ und KBr wurden die Werte von Völlmer[1]) und Zelinsky und Krapiwin[2]) für sehr verdünnte Lösungen von $^1/_{500}$ abwärts benutzt.

Die Grenzwerte der Äquivalentleitfähigkeit für unendliche Verdünnung sind nach dem von Kohlrausch[3]) angegebenen Extrapolationsverfahren berechnet ausser den Werten für $LiBr$ und $NaCH_3O$, die mit Hilfe der Überführungszahlen gefunden sind. Die Werte für KBr sind durch Umrechnung der von Zelinsky und Krapiwin angegebenen Zahlen von 25^0 auf 18^0 gefunden, der Temperaturkoeffizient war für diese 7^0 Erniedrigung durch Beobachtung zu 10,1 % ermittelt worden; die Zahlen für KJ sind aus Völlmers Werten durch Umrechnung der von Völlmer beobachteten Werte von Siemenseinheiten auf Ohm ermittelt.

1) Völlmer, Wied. Ann. 52, 328, 1894.
2) Zelinsky und Krapiwin, Ztsch. phys. Chemie 21, 35, 1896.
3) Kohlrausch, Wied. Ann. 66, 793, 1898.

KCl		*KBr* (z)		*KJ* (v)		*LiCl*		*LiBr*		*NaJ*		*Na CH₃O*		*AgNO₃*	
v	λv	v	λv	v	λv	v	λv	v	λv	v	λv	v	λv	v	λv
∞	92	∞	98	∞	98	∞	77	∞	[78]	∞	94	∞	[94]	∞	98
5000	88	4096	91,3	5680	92,3	5000	75	—	—	5000	90,8	—	—	5000	89
1000	86,6	1024	87,6	1799	90,9	1000	74,4	—	—	1000	89,8	—	—	1000	86
500	85	512	84	568	88	500	74	—	—	500	84,4	—	—	500	82
59	70,8	—	—	52,5	79,6	—	—	—	—	—	—	50	43,7	40,8	52,9
48	68,9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	40	43,0	30,3	50,1
—	—	30	68,7	—	—	—	—	—	—	—	—	31	40,8	20,2	45
26	63,2	19	64,4	20	71,4	20,5	52,9	22	57	—	—	26	39,5	9,6	36,2
—	—	11	58,2	12,5	67,0	12	47,6	12	51	12,5	57,3	12	32,5	6,2	30,1
—	—	—	—	5,98	59,9	10,5	46,3	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	2,97	51,8	5,6	39,7	4,28	40,5	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	1,16	20,0	1,38	25,4	—	—	—	—	—	—

Im allgemeinen weisen die Zahlen keine gute Übereinstimmung nach. Insbesondere fällt die grosse Verschiedenheit der *KBr* und *KJ* einerseits von dem *KCl* auf, eine Abweichung vom Verhalten wässeriger Lösungen, über deren Ursache man sich keine rechte Vorstellung machen kann. Jedenfalls dürften diese Zahlen noch aus unbekannten Gründen mit einem Fehler behaftet sein, der sich dann auch in den hohen Werten für *NaJ* wiederfindet. Dass $AgNO_3$ so hohe Werte der Leitfähigkeit in den verdünnten Lösungen zeigt, dürfte eher zu erklären sein. Man könnte da an Alkoholyse denken, und das abnorme Wachsen der Leitfähigkeit durch Bildung von Wasserstoffionen erklären. Die Messungen der Äquivalentleitfähigkeiten des $NaCH_3O$ lassen erkennen, dass sich dasselbe ganz verhält wie eine mittelstarke Base in wässeriger Lösung.

Die Grenzwerte der Äquivalentleitfähigkeit ergeben mit den in der verdünntesten Lösung beobachteten Überführungszahlen die Wanderungsgeschwindigkeiten:

KCl		*KBr*		*KJ*		*LiCl*		*LiBr*	
u	v	u	v	u	v	u	v	u	v
51,5	40,5	56,8	41,2	66,6	31,4	37,0	40,0	[37]	41

$AgNO_3$		*NaJ*		$NaCH_3O$	
u	v	u	v	u	v
43,1	54,9	42,3	51,7	[42,3]	53,6.

Die eingeklammerten Werte sind nicht berechnet, sondern von dem anderen Salz übernommen.

Die Werte für die *Cl*- und *Br*-Verbindungen zeigen allein Übereinstimmung, die Mittelwerte sind für

$$u_k = 54; \; n_{Li} = 37; \; v_{Cl} = 40; \; v_{Br} = 41,$$

doch ist ein möglicher Fehler von einigen Einheiten nicht ausgeschlossen. — Für $AgNO_3$ stimmt der besonders hohe Wert von $v_{NO_3} = 55$ mit der oben angedeuteten Möglichkeit der Alkoholyse überein; die Jodverbindungen dagegen weisen so grosse Differenzen auf, dass man nur wie oben den Schluss ziehen kann, dass unbekannte Komplikationen sowohl Leitfähigkeit wie Überführungszahl unsicher machen.

Zum Schluss wurde der Versuch gemacht, aus denjenigen Salzen, deren Ionen hinsichtlich ihrer Wanderungsgeschwindigkeit einigermassen sicher bestimmt waren, Konzentrationsketten zusammenzusetzen und zu sehen, ob die beobachtete elektromotorische Kraft mit der nach der Nernstschen Formel berechneten übereinstimmte. Es wurden dazu verwendet die Salze: *KCl*; *KBr*; *LiCl*; *LiBr*.

Es wurden Ketten untersucht, die für das Anion umkehrbare Elektroden enthielten, also *Hg* überschichtet mit *HgCl* oder *HgBr*. Für diese Ketten gilt die Formel:

$$E = -\frac{RT}{n}\frac{2u}{u+v}\ln\frac{c_1}{c_2},$$

wobei c_1 und c_2 die Ionenkonzentration bedeuten, gegeben durch $\frac{\lambda v}{\lambda \infty} \times C$, wenn C die Gesamtkonzentration ist.

Die beobachteten und berechneten Werte finden sich in der folgenden Tabelle aufgeführt:

Lösungsmittel: Methylalkohol.

Salz	Ionenkonzentrat. c_1	Ionenkonzentrat. c_2	Elektromot. Kraft i. Volt berechnet	Elektromot. Kraft i. Volt beobachtet	Absol. Temperat. C.°
KCl	0,0385	0,0169	0,0182	0,0171	291
KBr	0,0909	0,0333	0,0202	0,0215	„
„	0,0526	0,0333	0,0095	0,0094	„
LiCl	0,6250	0,0487	0,0302	0,0328	„
„	0,1786	0,0487	0,0161	0,0176	„
„	0,0833	0,0487	0,0068	0,0070	„
LiBr	0,7246	0,0455	0,0307	0,0318	„
„	0,2336	0,0455	0,0203	0,0203	„
„	0,0833	0,0455	0,0078	0,0087	„

Die Übereinstimmung ist eine befriedigende und beweist sowohl die Gültigkeit der Nernstschen Formel für Konzentrationsketten in Methylalkohol als sie auch umgekehrt die Richtigkeit der Werte der Wanderungsgeschwindigkeit und Leitfähigkeit ziemlich sicher macht.

Die Resultate der Untersuchungen lassen sich daher in folgender Weise zusammenfassen:

1. Wie in wässeriger Lösung streben auch in Methylalkohol die Überführungszahlen einem Grenzwerte zu.

2. Die Gültigkeit des Kohlrauschschen Gesetzes der unabhängigen Wanderung der Ionen wenigstens für Lösungen von KCl, RBr, $LiCl$ und $LiBr$ besteht auch für den Methylalkohol.

3. Die Gültigkeit der Nernstschen Formel der Konzentrationsketten herrscht auch für die angeführten Salze in Lösung von Methylalkohol.

Vorstehende Arbeit wurde in dem Laboratorium des Herrn Professor Dr. Kümmell auf dessen Anregung ausgeführt. Seine wertvollen Ratschläge und freundliche Unterstützung verpflichten mich auch an dieser Stelle zum herzlichsten Danke.

(Eingegangen am 15. August 1904.)

BESPRECHUNGEN.

Heinrich Bruns, Grundlinien des wissenschaftlichen Rechnens. gr. 8. IV u. 160 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1903. Preis M. 3,60, in Leinen gebunden M. 4,—.

Ein gewaltiges Ziffernmaterial wird von unseren wissenschaftlichen Instituten fortwährend zu Tage gefördert; bedenkt man nun, dass diese, mit Aufwendung von Zeit und Kraft und mit Benutzung kostspieliger Instrumente gewonnenen Schätze ungenutzt wieder versinken, wenn sie nicht rechnerisch verarbeitet werden, dass ihr Wert zum mindesten stark beeinträchtigt wird, wenn diese Verarbeitung nicht rasch erfolgt, so wird man Herrn Bruns unbedingt beistimmen, wenn er der Rechentechnik und ihren mechanischen Hilfsmitteln eine sehr grosse Wichtigkeit beimisst, man wird es dankbar begrüssen, dass er selbst uns in dem vorliegenden Buche eine ganz vortreffliche Monographie der Methoden des „wissenschaftlichen Rechnens" geschenkt hat. Diese Methoden, obgleich für einen durchaus praktischen Zweck geschaffen, bieten zugleich ein hohes wissenschaftliches Interesse; sie geben von den Eigenschaften der Funktionen eine weit eindringlichere, greifbarere Vorstellung als die rein theoretischen Methoden der Analysis. Und so wird die Brunssche Schrift nicht nur den Rechnern ein wertvolles Hilfsmittel, sondern auch vielen Lesern mit rein theoretischen Neigungen einen hohen, wenn auch nicht mühelosen, Genuss gewähren. Die überaus klare, aber durchgehends knappe Darstellung setzt zwar kaum andere Vorkenntnisse voraus als die Grundbegriffe der Differential- und Integralrechnung, stellt aber trotzdem an die Intelligenz und Reife des Lesers nicht unbeträchtliche Anforderungen. Als Leitfaden beim akademischen Unterricht, wozu es in erster Linie bestimmt ist, wird das Buch seine ausgezeichneten Eigenschaften nutzbringend bewähren.

Es ist nicht leicht, in dem engen Rahmen, welcher diesem Referate vorgezeichnet ist, den Gegenstand des kleinen aber inhaltreichen Buches zu analysieren; doch wollen wir versuchen, die wichtigsten der behandelten Probleme kurz zu skizzieren.

Eine Funktion kann auf zwei wesentlich verschiedene Arten bestimmt sein. Entweder wir besitzen ein Verfahren, welches gestattet, zu gegebenen Werten der unabhängigen Variablen die Funktionswerte direkt — sei es genau oder mit der erforderlichen Annäherung — zu ermitteln. Oder es ist uns lediglich ein Satz von zusammengehörigen Wertsystemen der unabhängigen und der abhängigen Variablen gegeben; für solche Werte des Arguments, welche in diesem gegebenen Satze nicht enthalten sind, bleiben dann die Funktionswerte zunächst unbestimmt. Sie lassen sich jedoch mit einer für viele Zwecke ausreichenden Genauigkeit angeben, wenn wir noch eine gewisse Kenntnis von dem allgemeinen Verlauf der Funktion in dem betreffenden Intervall besitzen, oder eine gewisse wahrscheinliche Annahme über diesen Verlauf zu Grunde legen.

Diese als Interpolation bezeichnete Aufgabe, eine gegebene Reihe von Funktionswerten durch Einschaltung weiterer wahrscheinlicher Werte zu vervollständigen, bildet eines der Fundamentalprobleme des wissenschaftlichen Rechnens und daher auch den hauptsächlichsten Inhalt des vorliegenden Buches. Die in Betracht kommenden Operationen, deren Gesamtheit man wohl als „praktische Analysis" den gewöhnlichen auf rein theoretische Zwecke gerichteten Methoden gegenüberstellen dürfte, sind dadurch am schärfsten charakterisiert, dass sie mit endlichen Differenzen und Summen rechnen, wo diese mit Differentialen und Integralen operieren. Es sind also Probleme der Differenzenrechnung, welche uns vorwiegend beschäftigen. Demgemäss behandelt der erste Abschnitt unseres Buches die Eigenschaften eines Differenzenschemas, d. h. einer aus mehreren Zeilen und Spalten bestehenden Tafel von Ziffern, welche so angelegt ist, dass in jeder Spalte die Differenzen aus je zwei untereinander stehenden Ziffern der links vorhergehenden Spalte auf einer Zwischenzeile eingetragen sind. Ein solches Schema lässt sich nach rechts hin unbegrenzt und in vollkommen bestimmter Weise fortsetzen, während jede Spalte, welche nach links hin (d. h. durch Summenbildung) angesetzt

wird, eine willkürliche Konstante enthält, das Analogon der Integrationskonstante.

Eine aus numerischen Daten zu berechnende Funktion muss nun zunächst „tabuliert" werden; d. h. man bildet aus den gegebenen Funktionswerten eine Spalte und entwirft ein Differenzenschema, die „Haupttabelle", sowie ein zweites Schema, die „Zwischentabelle", in welches die Werte des arithmetischen Mittels aus je zwei untereinanderstehenden Werten der Haupttabelle an entsprechenden Stellen eingetragen werden. Entsprechen die Ausgangswerte der Funktion einer Argumentreihe, welche mit konstantem Intervall (Tafelintervall) fortschreitet, was zunächst vorausgesetzt wird, so treten bei der Tabulierung bemerkenswerte Gesetzmässigkeiten auf.

Besitzt die Funktion in dem der gegebenen Wertreihe entsprechenden Gebiet eine Taylorsche Entwicklung, so zeigen die numerischen Beträge des Differenzenschemas von links nach rechts eine ausgesprochene Abnahme, und durch Verkleinerung des Intervalls lassen sich die Differenzen einer höheren Ordnung bis zur Unmerklichkeit herabdrücken. Sind die gegebenen Funktionswerte mit Fehlern behaftet, so machen sich diese Fehler durch alle Spalten der Tabelle hindurch geltend, aber in gesetzmässiger und leicht zu übersehender Weise, so dass man die aus dieser Quelle fliessenden Irrtümer vermeiden kann. Greift man nun aus jeder Spalte der Haupttabelle ein beliebiges Glied heraus, so lässt sich der Funktionswert für einen beliebigen, nicht in der Tabelle enthaltenen Zwischenwert des Argumentes linear durch die ausgewählten Grössen ausdrücken. Ist die tabulierte Funktion eine ganz rationale Funktion, so besteht dieser Ausdruck aus einer endlichen Anzahl von Gliedern und liefert den gesuchten Funktionswert in aller Strenge. Ist dagegen die tabulierte Funktion eine Taylorsche Reihe, so besteht der erwähnte lineare Ausdruck aus einer unendlichen Anzahl von Gliedern, kann aber ohne schädliche Fehler mit dem n ten Gliede abgebrochen werden, wenn das Tafelintervall hinreichend klein gewählt wird, und die Existenz einer endlichen Ableitung n ter Ordnung für eine gewisse Argumentstrecke gesichert ist. Aus der angeführten allgemeinen Darstellungsform fliessen nun zahlreiche spezielle Interpolationsformeln, da es noch unserer Willkür überlassen ist, welches Glied wir in jeder Spalte herausgreifen wollen. Sechs derartige Formeln werden in dem zweiten Abschnitt behandelt; vier davon sind bei den Rechnern allgemein in Gebrauch und nach Newton, Gauss, Stirling und Bessel benannt; die beiden anderen sind als Varianten der Gaussschen Formel anzusehen. Jede dieser Formeln hat ihre besonderen Vorteile; je nach den Umständen wird man die eine oder die andere bevorzugen; so ist z. B. die Newtonsche Formel im allgemeinen weniger vorteilhaft; ihre Anwendung empfiehlt sich aber, wenn die Interpolation in einem Endintervall der vorgelegten Tafel auszuführen ist, weil alsdann die übrigen Formeln versagen.

Mit Benutzung des Differenzenschemas der vorgelegten Funktion lassen sich nun unter gewissen Voraussetzungen auch die numerischen Werte ihrer Differentialquotienten und Integrale ermitteln, ohne dass man genötigt wäre, den analytischen Ausdruck der Funktion zu Hilfe zu nehmen. Mit der „numerischen Differentiation" und der „numerischen Integration" beschäftigen sich daher die vier folgenden Abschnitte. Die rechnerische Auswertung bestimmter Integrale pflegt man als „mechanische Quadratur" zu bezeichnen; mit Recht verwirft Herr Bruns diese durchaus veraltete Anwendung des Ausdruckes, welchen er nur für die mit Hilfe von Integrationsmaschinen ausgeführten Quadraturen gebraucht wissen will. Von den drei behandelten Methoden der numerischen Integration schliesst sich die „Summenmethode" dem Interpolationsverfahren am engsten an. Nur ist jetzt das Differenzenschema von der Spalte der Funktionswerte aus auch nach links hin, d. h. durch Summenbildung, fortzusetzen, wodurch nach dem oben Gesagten willkürliche Konstanten eintreten. Die Summenmethode kann auch für die numerische Integration von Differentialgleichungen nutzbar gemacht werden; der Grundgedanke dieses Verfahrens, von welchem sich nicht wohl eine allgemeine Darstellung geben lässt, wird an einem Beispiel auseinandergesetzt. Eine zweite Methode, die „Viereckverbesserung" führt ihren Namen deshalb, weil sie die Flächenstreifen, aus welchen sich die Quadratur zusammensetzt, in erster Annäherung durch gewisse Vierecke, Trapeze bezw. Rechtecke, ersetzt; mit der vorhergehenden Methode teilt sie den Vorzug, dass man aus dem Verhalten der Differenzen zu ersehen vermag, ob man die Ordinaten dicht genug gewählt hat, um die erforderliche Genauigkeit des Resultates verbürgen zu können. Dies gilt nicht von der dritten „Methode der Mittelwerte". Nach dieser stellt sich der Näherungswert des Integrals dar als das Produkt aus dem Integrationsintervall und einem aus n Funktionswerten mit n Gewichten gebildeten Mittel; geometrisch gesprochen kommt das Verfahren darauf hinaus, ein gesuchtes Kurvenstück durch den Bogen einer Parabel $(n-1)$ ter Ordnung zu approximieren, welche n Punkte mit jenem gemein hat. Um die Funktionswerte und die oben als Gewichte bezeichneten Faktoren zweckmässig wählen zu können, müssen wir über den Verlauf der gesuchten Funktion ausreichende Anhaltspunkte besitzen. Herr Bruns

macht eine doppelte Anwendung des Verfahrens, indem er die Funktion einmal als Taylorsche Entwicklung, hierauf als trigonometrische Reihe voraussetzt. In beiden Fällen ist eine rasche Konvergenz der hypothetischen Reihe die notwendige Bedingung für eine vorteilhafte Benutzung der Methode.

Die Koeffizienten einer trigonometrischen Reihe stellen sich dar als Integrale über die mit einem Kosinus oder Sinus multiplizierte Reihensumme und lassen sich daher nach der Mittelwertmethode aus einer Anzahl gegebener Werte dieser Funktion berechnen. Wir können uns also der genannten Methode bedienen, wenn es sich darum handelt, für eine durch numerische Daten charakterisierte periodische Funktion den analytischen Ausdruck zu finden. Da jedoch ein endlicher Satz von Funktionswerten nur eine endliche Anzahl von Koeffizienten zu berechnen gestattet, so ist wiederum die Annahme notwendig, dass von einer gewissen, im Endlichen gelegenen Stelle an, die Koeffizienten und der ganze Rest der Reihe unmerklich werden. Von vornherein ist es nun im allgemeinen zweifelhaft, wieweit man die Koeffizienten zu berücksichtigen, wieviele Funktionswerte man zu Grunde zu legen hat. Man wird daher die Rechnung mit einer nach Gutdünken gemachten Annahme beginnen und nachher, wenn nötig, durch Einschaltung weiterer Funktionswerte vervollständigen. Die Untersuchung der Art und Weise, in welcher dies am zweckmässigsten geschieht, bildet den Gegenstand des siebenten Abschnittes.

Der folgende behandelt die Berechnung der Koeffizienten von Reihen, für welche Rekursionsformeln gegeben sind. Hier ist besonders Sorge zu tragen, dass Fehler, mit welchen die ersten Koeffizienten etwa behaftet sind, bei der stufenweise fortschreitenden Berechnung der höheren Glieder nicht vergrössert in diese eingehen und das ganze Verfahren illusorisch machen.

Der letzte, knapp gehaltene, aber besonders reizvolle Abschnitt trägt die Überschrift: Interpolation im weiteren Sinne; kam das eingangs behandelte Interpolationsverfahren, geometrisch gesprochen, darauf hinaus, eine gesuchte Kurve in kleinere Bogenstücke zerlegt zu denken und jedes einzelne derselben durch den Bogen einer Parabel höherer Ordnung zu approximieren, so handelt es sich jetzt darum, die Kurve für das ganze in Betracht kommende Abszissengebiet durch eine einzige Parabel höherer Ordnung zu ersetzen und einen hinreichend engen Anschluss beider Kurven zu bewirken. Die Anzahl der zu bestimmenden Parameter pflegt bei solchen Problemen kleiner zu sein als die Anzahl der gegebenen Kurvenpunkte. Die Bestimmungsgleichungen lassen sich daher nicht sämtlich streng erfüllen; es handelt sich darum, die Gesamtheit der Fehler möglichst herunterzudrücken. Der Lösung dieser Aufgabe dient die Methode der kleinsten Quadrate und das Cauchysche Interpolationsverfahren; eine Skizzierung beider Methoden bildet den Schluss des Brunsschen Buches.

Es mag noch erwähnt werden, dass der Verfasser an zahlreichen Stellen seines Werkes schätzenswerte Fingerzeige giebt, wie die bei den dargestellten Methoden nötigen Rechenoperationen mit Hilfe gebräuchlicher Rechenmaschinen ausgeführt werden können.

Heidelberg, 16. April 1904.

Karl Boehm.

(Eingegangen 19. April 1904.)

W. Borchers, Die Beziehungen zwischen Äquivalentvolumen und Atomgewicht. Ein Beitrag zur Festigung und Vervollständigung des periodischen Systems der Elemente. gr. 8. 17 S. Halle, W. Knapp. 1904. M. —80.

Das periodische System der Elemente ist erst in neuerer Zeit wieder in den Vordergrund des Interesses gerückt durch die Entdeckung der Edelgase und der radioaktiven Substanzen. Hier handelt es sich aber nicht um einen Ausbau des Systems in dieser neuen Richtung, sondern um einen wohlgelungenen Versuch, die Beziehung zwischen der Raumerfüllung der verschiedenen Elemente im festen Zustande und dem Atomgewicht in gesetzmässigerer Form hervortreten zu lassen, als das bisher möglich war, wo man das Atomvolum der Darstellung zu Grunde legte. Der Verfasser setzt an Stelle des Atomvolums das Äquivalentvolum und zeigt, dass zwischen verwandten Elementen sich äusserst einfache Beziehungen ergeben. Streng zahlenmässig gültige Beziehungen sind natürlich hier so wenig wie beim Atomvolum zu erwarten, weil die verschiedenen spezifischen Gewichte der Elemente sich nicht auf streng vergleichbare Zustände beziehen. E. Bose.

Bruno Kolbe, Einführung in die Elektrizitätslehre. I. Statische Elektrizität. 2. verb. Auflage. gr. 8. VIII u. 164 S. mit 76 Figuren. Berlin, J. Springer. 1904. M. 2,40, in Leinwand gebunden M. 3,20.

Hier liegt in der That eine Sammlung von Vorträgen über die Grundzüge der Elektrostatik vor, die mit seltenem didaktischen Talent abgefasst ist. Das Büchlein dürfte sowohl zum Selbststudium als auch für den Unterricht in Lehranstalten sehr geeignet sein. Die sachgemässe Ausnutzung einer kleinen Zahl von Apparaten und das Bestreben, auch über die

quantitativen Verhältnisse in den einzelnen Fällen einen Überblick zu geben, zusammen mit der Form des ungezwungenen Vortrags geben dem Büchlein ein anheimelndes Gepräge. Dem Physiklehrer wird das Büchlein keine unwillkommene Gabe sein. E. Bose.

Friedr. Schoedler, Das Buch von der Natur, 23., vollständig neu bearbeitete Auflage. Dritter Teil: Astronomie und Physik, 1. Abteilung: Astronomie, von B. Schwalbe, beendet und herausgegeben von H. Böttger. Mit einem Lebensbild des Verfassers. gr. 8. XIV u. 319 S. mit 170 Abbildungen u. 13 Tafeln. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1904. M. 6,—, in Leinw. gebunden M. 7,—

Schwalbes Bearbeitung der Astronomie für das populäre Buch der Natur bedarf keiner Empfehlung mehr; der vorzüglich ausgestattete Band ist bekannt genug. Wohl aber bedarf es eines Hinweises auf den leider viel zu früh erfolgten Tod des verdienstvollen Herausgebers, dessen Bedeutung für das naturwissenschaftliche Unterrichtswesen Preussens weit über seine Stellung als Direktor des Dorotheenstädtischen Realgymnasiums zu Berlin hinausreichte und ihm ein dauerndes Andenken sichert. E. Bose.

Siegfried Valentiner, Die elektromagnetische Rotation und die unipolare Induktion in historisch-kritischer Behandlung. gr. 8. 70 S. mit Abb. Karlsruhe, G. Braunsche Hofbuchdruckerei. M. 2.—.

Die vorliegende ziemlich umfangreiche Monographie des Verfassers behandelt in ihrem ersten Hauptteile den Zusammenhang der Kraftlinientheorien mit den verschiedenen elektrodynamischen Elementargesetzen und führt dann an der Hand von Betrachtungen über einen typischen Fall des Rotationsapparates zu einem allgemeinen Kriterium, welches die Voraussage des Effektes in einem beliebigen Falle gestattet. Der zweite Teil der Abhandlung giebt dann einen über die gesamte Litteratur des Gegenstandes sich erstreckenden historisch-kritischen Überblick. Als zusammenfassende Bearbeitung des umfangreichen Materiales wird die Abhandlung zweifellos willkommen sein. E. Bose.

Paul Gerber, Über den Einfluss der Bewegung der Körper auf die Fortpflanzung der Wirkungen im Äther. Aus dem Osterprogramm der Realschule in Stargard in Pommern 1904.

Der Verfasser diskutiert eingehend die verschiedensten Versuche, welche zur Entscheidung der Frage gemacht worden sind, ob der Äther an der Bewegung der Körper teilnehme oder nicht. Er schliesst, dass, da einzelne Versuche ebenso zweifellos einen ruhenden Äther zu fordern scheinen als andere einen mitbewegten Äther verlangen, der Quell des Widerspruches in der Grundannahme zu suchen sei, dass dem Äther Masse zukomme. Er plädiert daher für die völlige Ausschaltung dieser Annahme und ist der Ansicht, dass wenn seine Auffassung auch der Anschaulichkeit entbehrt, sie doch „eine einheitliche und grundgesetzliche Erklärung einer Gruppe bisher disharmonisch auseinanderfallender Thatsachen liefert". E. Bose.

(Eingegangen 3. August 1904.)

W. Voigt, Thermodynamik. I. Band. Einleitung: Thermometrie, Kalorimetrie, Wärmeleitung. — 1. Teil: Thermisch-mechanische Umsetzungen. gr. 8. XV u. 360 S. mit 43 Figuren. Leipzig, G. J. Göschen. 1903. Gebunden M. 10,—.

Die Umgrenzung des zur Thermodynamik gehörigen Gebietes wird in dem Werk, dessen erster Band vorliegt, erheblich weiter genommen als in den meisten Lehrbüchern üblich ist. Der erste Band enthält die prinzipiell wichtigsten Teile, die Ableitung der Grundgleichungen und deren Anwendung auf thermisch-mechanische Erscheinungen; im zweiten Band sollen auch chemische Vorgänge und Zustandsänderungen; im dritten elektromagnetische Einwirkungen und die Strahlungserscheinungen behandelt werden. Die Einleitung beginnt mit einem Kapitel über Thermometrie, worin die empirischen Grundlagen der Temperaturmessung aufs sorgfältigste betont werden, daran schliesst sich ein Kapitel über Kalorimetrie und hierauf folgt die Behandlung eines gewöhnlich nicht in die Thermodynamik hereinbezogenen Gebietes, nämlich der Wärmeleitung, wobei auch einige einfachere Beispiele durchgerechnet werden. Nach einer Darlegung der mechanischen Grundprinzipien wird dann zur Ableitung der Grundgleichungen und ihrer Anwendung auf Gase, Flüssigkeiten und elastische Körper mit zwei und mehr Variabeln übergegangen. Ein besonderer Vorzug des Buches liegt darin, dass in allen Kapiteln Anwendungen der abgeleiteten Sätze in grosser Anzahl nicht nur mitgeteilt, sondern auch durchgerechnet werden.

Es sei da hingewiesen auf die Beispiele aus der kosmischen Physik, die Theorie der Sonnenwärme nach J. R. Mayer und nach Helmholtz und die Behandlung des indifferenten Gleichgewichts in der Atmosphäre, ferner auf verschiedene technische Probleme. Auch sonst finden wir manche Gebiete in erweiterterer und vertiefterer Form behandelt, als es in der Regel

in den elementaren Lehrbüchern der Thermodynamik zu geschehen pflegt, so die Polytropen, das Verhalten deformierbarer anisotroper Körper, eine allgemeine Aufstellung der thermodynamischen Potentiale auch für feste elastische Körper, die thermischen Dilatationen und adiabatischen Elastizitätskonstanten u. s. w. Man wird staunen, einen so gewaltigen Stoff auf dem Raum von 360 Seiten behandelt zu finden, um so mehr als überall auf eine möglichst allgemeine Behandlung und grösste Sorgfalt in begrifflicher und mathematischer Hinsicht Wert gelegt worden ist. Es ist klar, dass ein Buch mit so konzentriertem Inhalt für den Anfänger nicht gerade leicht zu lesen ist, trotzdem wird es aber auch seinem Zweck als Einführung vollständig gerecht, nicht nur weil keine über das Notwendigste hinausgehenden mathematischen Vorkenntnisse gefordert werden, sondern weil auch der dem Gebiet ferner Stehende bei eingehendem Studium dem Gedankengang zu folgen und alle Schwierigkeiten zu überwinden imstande sein wird. V. Rothmund.

(Eingegangen 12. August 1904.)

G. Tammann, Krystallisieren und Schmelzen. Ein Beitrag zur Lehre der Änderungen des Aggregatzustandes. gr. 8. X u. 348 S. mit 88 Abbildgn. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1903. M. 8,—; in Leinwand gebunden M. 9,—.

Der Verf. hat sich der dankenswerten Aufgabe unterzogen, die Resultate seiner langjährigen Forschungen zusammenfassend darzustellen. Auch manche bisher noch nicht veröffentlichte Beobachtungen sind darin aufgenommen. Diese Entstehung ist auch massgebend gewesen für den Charakter des Werkes: es ist kein Lehrbuch und soll es auch nicht sein. Dazu müsste die Auswahl des Stoffes vollständiger, die Anordnung systematischer sein. Es hat ganz den Charakter einer Originalarbeit behalten und dementsprechend sind auch in theoretischer Hinsicht die persönlichen Ansichten des Verf. ausschliesslich massgebend. Es gilt dies namentlich in Bezug auf die von ihm im Gegensatz zu anderen Forschern vertretene Ansicht, dass ein stetiger Übergang zwischen dem krystallisierten und flüssigen Zustand, wie er nach Analogie mit dem Verdampfungsprozess vielfach vermutet worden ist, nicht stattfindet, und dass die Schmelzkurven geschlossene Kurven seien. Das wesentlichste vom Verf. experimentell in Angriff genommene Problem war die Festlegung der Schmelzdruckkurven, und wie man auch über die Beweiskraft der Versuche zu Gunsten der erwähnten Ansicht denken mag, jedenfalls bedeuten die Untersuchungen mehr als eine Erweiterung unserer Kenntnisse, eher eine Erschliessung eines bisher kaum bekannten Gebietes. Für eine grosse Anzahl von Substanzen sind bis in die Gebiete der höchsten der experimentellen Technik zur Zeit zugänglichen Drucke die Untersuchungen ausgedehnt worden. Der Verf. war in der Regel genötigt, sich die Untersuchungsmethoden selbst zu schaffen und vielfach wird man mit Bewunderung von den scharfsinnigen experimentellen Anordnungen Kenntnis nehmen. Da die Resultate im einzelnen aus den früheren Publikationen zum grossen Teil bekannt sind, braucht hier nicht mehr darauf eingegangen zu werden, doch sei hier noch einmal erinnert an die zahlreichen neuen Fälle von Polymorphie, welche die Untersuchungen des Verf. aufgedeckt haben, besonders an das interessante Verhalten des Eises und des Phenols. V. Rothmund.

(Eingegangen 12. August 1904.)

W. Ostwald und R. Luther, Hand- und Hülfsbuch zur Ausführung physiko-chemischer Messungen. Zweite Auflage. gr. 8. 492 S. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1902. M. 15,—.

Etwas verspätet erscheint die Anzeige dieses Buches. Es dürfte mittlerweile in die Hände eines jeden physikalischen Chemikers gelangt sein. Die reichen Erfahrungen, die Ostwald in der ersten Auflage niedergelegt hatte, haben jetzt durch ihn und durch den Subdirektor des Instituts Luther Erweiterungen und Zusätze erfahren, welche die fortschreitende Entwickelung der physikalischen Chemie erbracht hat. Speziell dem Leserkreise dieser Zeitschrift dürfte das Hand- und Hilfsbuch eine willkommene Ergänzung zu Kohlrauschs Lehrbuch der praktischen Physik bieten. Coehn.

(Eingegangen 15. August 1904.)

Monographieen über angewandte Elektrochemie. Halle a. S., W. Knapp.

VIII. Band: **Viktor Engelhardt, Hypochlorite und elektrische Bleiche.** Technisch-konstruktiver Teil. gr. 8. XIV u. 275 S. mit 266 Figuren und 64 Tabellen im Text. 1903. M. 12,—.

Der Vorgang, mit dessen technischer Ausgestaltung sich die vorliegende Schrift befasst, ist theoretisch einer der interessantesten und auch am meisten studierten der Elektrochemie. Die zahlreichen Arbeiten in dieser Richtung, zu denen erst in jüngster Zeit noch sehr wertvolle hinzugekommen sind, finden hier keine Berücksichtigung, — es soll das erst in einem zweiten Teile geschehen. Aber es ist von Interesse, den Wegen nachzugehen, welche die Technik eingeschlagen hat, um bezüglich der Apparatur, des Elektrodenmaterials, der ver-

wendeten Lösung, der Temperatur und der Stromverhältnisse die günstigsten Ausbeuten bei diesem Prozesse zu erzielen.

IX. Band: **H. Becker, Die Elektrometallurgie der Alkalimetalle.** gr. 8. VIII u. 135 S. mit 83 Figuren und 3 Tabellen im Text. 1904. M. 6,—.

Die Entdeckung der Alkalimetalle verdankt man der Elektrochemie; ihre Gewinnung bildet eines der ausgedehntesten Anwendungsgebiete der Elektrolyse. Die Zusammenstellung des bisher Erreichten dürfte eine willkommene Unterlage bilden für die noch weiterer Durcharbeitung harrende theoretische Behandlung der Elektrolyse geschmolzener Salze.

X. Band: **Titus Ulke, Die elektrolytische Raffination des Kupfers.** Ins Deutsche übertragen von Viktor Engelhardt. gr. 8. X u. 152 S. mit 86 Figuren und 23 Tabellen im Text. 1904. M. 8,—.

Die Gewinnung reinen Kupfers wird fast ausschliesslich elektrolytisch durchgeführt. Nur solchem Material kommen die für die Herstellung von Kabeln etc. erforderlichen Eigenschaften zu. Aber noch ein anderer Umstand hat hier fördernd gewirkt, indem die das Kupfer begleitenden Edelmetalle leicht aus dem bei der elektrolytischen Raffination erhaltenen Anodenschlamm gewonnen werden. Der Verf. der vorliegenden Schrift hatte die selten gebotene Gelegenheit, in die elektrolytischen Kupferhütten verschiedener Länder, insbesondere Amerikas, Einblick zu thun und schildert das Gesehene in sachverständiger Weise.

XI. Band: **W. Pfannhauser, Die Galvanoplastik.** gr. 8. XI u. 138 S. mit 35 Abbildgn. im Text. 1904. M. 4,—.

Eine gute und brauchbare Zusammenstellung der elektrolytischen Reproduktionsverfahren. Berücksichtigt werden Kupfer, Nickel, Eisen und die Edelmetalle.

XII. Band: **P. Ferchland, Die elektrochemische Industrie Deutschlands.** gr. 8. X. u. 66 S. mit 4 Figuren und Tabellen im Text. 1904. M. 2,50.

Wenn auch die von Werner Siemens 1879 ausgesprochenen Erwartungen für die elektrochemische Technik sich bisher bei weitem noch nicht erfüllt haben, so hat doch die Elektrolyse ein beträchtliches Gebiet bereits erobert. Stoffe, die auf elektrischem Wege gewonnen werden, sind von Metallen Aluminium, Gold, Kupfer, Silber, Zinn (die letzteren vier aus Legierungen), Nickel, Natrium, Magnesium; von anderen Elementen Brom, Chlor (Chlorkalk), Phosphor, Sauerstoff, Wasserstoff; von Alkalien Ätzkali, Ätznatron; von Säuren Chromsäure; von Salzen Natriumhypochlorit (Bleichflüssigkeiten), Kaliumpersulfat und -percarbonat; Calciumcarbid und Jodoform. Die Arbeit giebt eine wohlgelungene Übersicht über die in die Technik eingeführten Verfahren. Es dürfte aber die Bemerkung zutreffen, dass die in der organischen Elektrochemie bereits erzielten Erfolge von dem Verfasser doch wohl zu gering eingeschätzt werden. Coehn.

(Eingegangen 15. August 1904.)

Paul Hanneke, Die Herstellung von Diapositiven zu Projektionszwecken (Laternbildern), Fenstertransparenten und Stereoskopen. gr. 8. VIII u. 128 S. Mit 23 Abbildungen. (Photographische Bibliothek XX.) Berlin, G. Schmidt. 1904. M. 2,50.

Je verbreiteter die Projektion photographischer Aufnahmen wurde, um so mehr hat sich die Herstellung von Diapositiven zu einer photographischen Spezialkunst entwickelt. Im vorliegenden Buche ist ein reiches Erfahrungsmaterial auf diesem Gebiete zusammengetragen und alle in Betracht kommenden Diapositivprozesse eingehend in gemeinverständlicher Form erörtert. Die meisten in- und ausländischen Plattenfabrikate sind angeführt und ihre photographischen Eigenschaften verglichen. Auch die Herstellung von Vergrösserungen und Verkleinerungen, von stereoskopischen Bildern und Dreifarbendrucken wird ausführlich beschrieben, was in einem Spezialwerk wie dem vorliegenden besser unterblieben wäre.

Die typischen Diapositivplatten sind heute die Chlorbromsilberplatten, aber auch alle anderen Plattensorten finden in speziellen Fällen Anwendung. So liefert z. B. der bei Diapositiven weniger übliche Pigmentprozess Bilder, die besonders wegen des grossen Spielraumes in der Farbenauswahl den gebräuchlichen oft vorzuziehen sind. Auch ist dieses Verfahren nicht umständlicher, da Diapositiv-Pigmentpapiere im Handel käuflich zu haben sind. Riesenfeld.

(Eingegangen 24. August 1904.)

Fritz Löscher, Leitfaden der Landschafts-Photographie. 2., neu bearbeitete und erweiterte Auflage. gr. 8. XII u. 184 Seiten. Mit 27 erläuternden Tafeln nach Aufnahmen des Verfassers. Berlin, Gustav Schmidt. 1904. M. 3,60.

Das Buch ist für den nicht physikalisch vorgebildeten Amateurphotographen bestimmt, und behandelt in erster Linie die an den Landschaftsphotographen herantretenden kunstästhetischen Fragen. Aber auch die einschlägigen physi-

kalischen Erscheinungen werden in leicht fasslicher und sachlich einwandsfreier Weise besprochen. Besonders wird auf den Zusammenhang von Objektivbrennweite und Perspektive näher eingegangen. Verf. weist darauf hin, dass die landläufige Regel, die Brennweite betrage das $1\frac{1}{2}$fache der Plattenbreite, bei Formaten kleiner als 13:18 für Landschaftsaufnahmen nicht mehr zutrifft. Es empfiehlt sich vielmehr dann eine grössere als die durch obige Regel vorgeschriebene Brennweite zu wählen und nur ausnahmsweise unter 25 cm zurückzubleiben. Auch wird betont, dass es bei der Landschaftsphotographie in erster Linie darauf ankommt, durch geschickte Benutzung von Gelbscheibe und orthochromatischer Platte dem Laube den gleichen Helligkeitswert zu erteilen, den es beim Betrachten mit blossem Auge zu haben scheint. Die praktischen Anweisungen für Aufnahme, Entwicklung, Kopieren, Vergrössern etc. sind in der für photographische Leitfäden üblichen Behandlungsweise mitaufgenommen.

Riesenfeld.

(Eingegangen 24. August 1904.)

Lavoro Amaduzzi, Il Selenio. Bologna, Nicola Zanichelli. 1904.

Im Laufe der letzten Jahre hat das Selen wegen seiner Widerstandsänderung bei Belichtung erneute Verwendung erfahren, die in Zukunft gewiss nicht ohne praktische Bedeutung bleiben wird. Es werden daher hier in übersichtlicher Form alle unsere Kenntnisse vom Selen und seinen Eigenschaften zusammengestellt, wobei namentlich die Leitfähigkeits-Änderungen genauer behandelt werden; auch die Thermokräfte und galvanischen Elemente mit Selen werden besprochen und nach einer kurzen Schilderung der Anwendungen wird eine wertvolle Zusammenstellung von Arbeiten über Selen gegeben.

Unter den zahlreichen interessanten Details ist dem Referenten besonders aufgefallen die Thatsache, dass eine durch Röntgenstrahlen hervorgebrachte Widerstandsänderung des Selens so sehr viel langsamer wieder verschwindet als eine durch gewöhnliches Licht hervorgerufene. Diese Erscheinung steht nicht vereinzelt da, sondern wurde auch bei einer stark lichtempfindlichen Elektrode beobachtet, welche der Referent gelegentlich seiner Studien über Gaselektroden entdeckt hat. (Bose, Ztschr. f. Elektrochemie **7**, 672, 1901; Bose und Kochan, Ztschr. f. phys. Chem. **38**, 28, 1902; Kochan, Inauguraldissert. Breslau 1902; Kochan, Ztschr. f. Elektrochem. **9**, 33, 61, 79, 1903.) Beide Beobachtungen sprechen deutlich für die unverhältnismässig viel eingreifendere Wirkung der Röntgenstrahlen gegenüber gewöhnlichem Licht, und sie sind um so charakteristischer, als sie in analoger Weise bei völlig heterogenen Vorgängen sich vorfinden.

E. Bose.

(Eingegangen 4. August 1904.)

Augusto Righi, Il Radio. Bologna, Nicola Zanichelli. 1904.

Righi hat es hier unternommen, die Haupteigenschaften des Radiums mit Hilfe von sehr demonstrativen Experimenten unter Verwendung einer Anzahl von ihm konstruierter Apparate anschaulich zu schildern. Auch in Italien beginnt damit eine Radiumlitteratur zu entstehen, deren deutsche, französische und englische Repräsentanten erst kürzlich in dieser Zeitschrift besprochen sind.

E. Bose.

(Eingegangen 4. August 1904.)

Ernst Ruhmer, Konstruktion, Bau und Betrieb von Funkeninduktoren und deren Anwendung, mit besonderer Berücksichtigung der Röntgenstrahlen-Technik. Nebst einem Anhang: Kurzer Überblick über die Grundzüge der Röntgentechnik von Carl Bruno Schürmayer. gr. 8 u. 312 Seiten mit 338 Abbildungen und 4 Tafeln. Leipzig, Hachmeister & Thal. 1904. M. 7,50.

Von rund 300 Seiten, die das Buch umfasst, werden 250 für die Beschreibung laut Titel gebraucht, die übrigen 50 Seiten sind Hrn. Dr. Carl Bruno Schürmayer, Hannover, zu einem kurzen Überblick über die Grundzüge der Röntgentechnik des Arztes zugewiesen. In 15 gesonderten Kapiteln schildert nun Ruhmer seinen Stoff. Es darf bei dieser Ausdehnung des Werkes kein Wunder nehmen, dass auch an seinen Inhalt weitergehende Ansprüche gestellt werden, wie an die übrigen bisher erschienenen Werke gleichen oder ähnlichen Inhalts, die den Stoff meist in mehr oder minder unglücklicher Form auf verhältnismässig kleinem Raum behandeln. Solange die Röntgentechnik besteht, sind von Ärzten und auch von Physikern einschlägige Werke erschienen, nie hat aber ein eigentlicher Fachmann, der auch ausser der theoretischen Grundlage die Fabrikation beherrscht, sich in Schriftform eingehend geäussert. Ruhmer besitzt nun zwar auch keinerlei praktische Erfahrungen auf diesem Gebiet, immerhin wäre es aber möglich gewesen, dass er seine hier fehlenden Kenntnisse durch eingehende Erkundigungen ersetzt hätte. Er hätte dann den Ruhm gehabt, ein grundlegendes Werk verfasst zu haben.

Als ich zunächst im ersten Kapitel die Einleitung las (ich ging mit grossem Interesse an die Lektüre), da mutete es mich sehr sonderbar an, meine eigenen Worte, die ich seinerzeit für den Katalog einer bekannten Firma geschrieben hatte, wörtlich übernommen zn sehen. Ich kann nicht sagen, dass ich davon gerade sehr angenehm berührt worden wäre, da man doch in der Einleitung wenigstens des Verfassers eigenes Ich zu hören wünscht. Nach der Einleitung hätte sich eine ziemlich umfassende Darlegung der theoretisch physikalischen Verhältnisse gehört, die natürlich zum Zwecke des Verständnisses der folgenden Konstruktionselemente unbedingt nötig gewesen wäre. Die theoretischen Ausführungen sind aber leider so kurz und so kindlich, dass sich daran wohl kein Mensch belehren kann. Im zweiten und dritten Kapitel werden kleine Induktionsapparate besprochen. Erst wird eine kurze, recht unvollständige Anleitung zum Bau dieser Apparate gegeben, dann werden solche Apparate, wie sie von verschiedenen Firmen hergestellt werden, an Hand der Bilder ihrer Preislisten beschrieben. Hier fehlen dem Verfasser wieder die einfachsten historischen Kenntnisse, sonst hätte er wohl die ziemlich abweichende Konstruktion Spamers, der bekanntlich nur eine Selbstinduktionsspule benutzt, gebührend erwähnt.

Das Hauptkapitel ist nun das Kapitel 4. Eine eigene, ganz hübsche Wicklungsmethode, die vom Vater des Verfassers herrührt, bildet den Anfang. Dann folgen, wohl in alphabetischer Ordnung, Abbildungen und Beschreibungen von Funkeninduktoren der Firmen, die dem Verfasser Bilder und sonstige Unterlagen zur Verfügung gestellt haben, meistens in wortgetreuer Wiedergabe. Des längeren verbleibt der Verfasser bei den Klingelfussschen Konstruktionen, ohne aber auf die schwerwiegenden Irrtümer, die sich leider in der Abhandlung dieses Fabrikanten finden, einzugehen. Dann kommen die Unterbrecher. Auch hier hat sich der Verfasser recht wenig um die geschichtliche Entwicklung gekümmert, es wäre ihm sonst wohl nicht entgangen, dass der Unterbrecher von Dr. M. Levy, der die kinematische Umkehrung meiner Turbinenunterbrecher ist, von Tesla erfunden und hier auch durch Patent geschützt ist, und es wäre wohl richtig gewesen, den wirklichen Erfinder namhaft zu machen. Es folgen dann Stromquellen, Nebenapparate und Spezialapparate für die Röntgentechnik. Den Schluss bilden Hochfrequenzströme und Resonanz-Phänomene. Alles von Klischees der verschiedensten Firmen angenehm unterbrochen resp. begleitet. Den Beschluss bildet die wenig einwandfreie Darstellung der Röntgentechnik des Arztes von Dr. Schürmayer. Zweifellos ist auf das Buch viel Arbeit und Sorgfalt verwendet und der Verlag hat sich alle Mühe gegeben, durch Ausstattung und gute Bilder dem Ganzen ein ansprechendes Äussere zu geben, aber, wenn das Werk seinem Zweck gerecht werden soll, dem Nichtfachmann zur Orientierung zu dienen, dem Fachmann als Nachschlagebuch, dann ist wohl eine vollkommene Umarbeitung des Textes eine Conditio sine qua non. H. Boas.

(Eingegangen 26. August 1904.)

Berichtigung.

In meinem Aufsatz, Heft 19, Seite 593 ist in Zeile 15 von unten zu lesen: Meter statt mm und Seite 593, Zeile 14 von oben das Wort „induzierte" zu streichen. A. Gockel.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierte sich für Chemie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule zu Aachen der Vorsteher der Preussischen Höheren Fachschule für Textilindustrie zu Aachen Dr. phil. Siegmund Kapff.

Verliehen wurde dem ständigen Mitarbeiter beim Meteorologischen Institut in Berlin, Dr. Karl Kassner beim Centralinstitut daselbst und Dr. Johannes Edler beim meteorologisch-magnetischen Observatorium auf dem Telegraphenberge bei Potsdam der Professortitel.

Ernannt wurden der Privatdozent Dr. C. Pomeranz zum a. o. Professor der Chemie an der Universität Wien, der Privatdozent Dr. Johannes Königsberger zum a. o. Professor für theoretische Physik an der Universität Freiburg im Breisgau, der Privatdozent Dr. Paul Rabe in Jena zum a. o. Professor, die a. o. Professoren an der Universität Lausanne H. Joly (für Mathematik) und A. Dommer (für Mechanik) zu o. Professoren daselbst, der bisherige Professor an der Landwirtschaftlichen Akademie zu Poppelsdorf, zugleich Privatdozent an der Bonner Universität, Dr. Sommer zum Professor für Mathematik an der Technischen Hochschule zu Danzig. der Professor Dr. Kurlbaum, Mitglied der Physikalisch-technischen Reichsanstalt zum etatsmässigen ordentlichen Professor an der Technischen Hochschule Berlin, der Privatdozent der Chemie Dr. Max Bodenstein zum a. o. Professor der Universität Leipzig.

Der o. Professor der Mathematik an der Bonner Hochschule Dr. H. Kortum ist am 27. September in Hamburg gestorben.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. | 20. Oktober 1904. Redaktionsschluss für No. 22 am 19. Oktober 1904. | 5. Jahrgang.

INHALT.

76. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Breslau, vom 18. bis 24. September 1904.

Die Hauptstadt Schlesiens vereinigte in der Zeit vom 18.—24. September eine, trotz der östlichen Lage Breslaus achtunggebietende Zahl von Naturforschern und Ärzten, und diese dankte dadurch vielleicht am besten für die überaus gastliche und freundliche Aufnahme, welche seitens der Stadt dargeboten wurde. Schon der Begrüssungsabend der Teilnehmer am Sonntag, den 18. Sept. spielte sich in drangvoll fürchterlicher Enge ab und bei der grossen Eröffnungssitzung am nächsten Morgen waren die gewaltigen Räume des Stadttheaters überfüllt. An die üblichen Begrüssungsansprachen schlossen sich dann die beiden Vorträge:

Roux (Halle): „Die Entwicklungsmechanik, ein neuer Zweig der biologischen Wissenschaft" und

Gazert (Berlin): „Die deutsche Südpolarexpedition".

Beide Hauptgruppen der Versammlung vereinigten sich am Donnerstag, den 22. zu einer Gesamtsitzung, in welcher „Bericht und Debatte über den naturwissenschaftlich-mathematischen Unterricht an den höheren Schulen" als Verhandlungsgegenstand vorlag: Es sprachen zu diesem Thema:

1. K. Fricke (Bremen): Die heutige Lage des naturwissenschaftlich-mathematischen Unterrichts an den höheren Schulen.
2. F. Klein (Göttingen): Bemerkungen zum mathematischen und physikalischen Unterricht.
3. F. Merkel (Göttingen): Wünsche betreffend den biologischen Unterricht.
4. G. Leubuscher (Meiningen): Schulhygienische Erwägungen.

Diese Vorträge sowie die sich anschliessende Diskussion werden unten ihren Platz finden.

Für die gemeinsame Sitzung der naturwissenschaftlichen Hauptgruppe war als Verhandlungsgegenstand „die Eiszeit in den Gebirgen der Erde" gewählt, deren Behandlung in den Händen der Herren E. Brückner aus Bern, Hans Meyer aus Leipzig und J. Partsch aus Breslau lag. Es sprach der erstere über: „die Eiszeit in den Alpen", der zweite über: „die Eiszeit in den Tropen" und der letztere über: „die Eiszeit in den Gebirgen Europas zwischen dem nordischen und dem alpinen Eisgebiet".

Die zweite allgemeine Versammlung mit den Schlussansprachen fand am Freitag, den 23. statt und brachte Vorträge von:

1. Eugen Meyer (Charlottenburg) über: „Die Bedeutung der Verbrennungskraftmaschinen für die Erzeugung motorischer Kraft".
2. Haberlandt (Graz): „Sinnesorgane im Pflanzenreiche".
3. Rhumbler (Göttingen): „Zellenmechanik und Zellenleben."

Die Abteilungssitzungen der physikalischen Sektion fanden im grossen Hörsaale des physikalischen Instituts der Universität statt, dessen Direktor Geheimrat Prof. Dr. O. E. Meyer leider durch die Folgen eines unglücklichen Falles an

der Teilnahme an den Verhandlungen verhindert war, aber an Herrn Direktor Dr. Th. Schmidt einen thatkräftigen Vertreter gefunden hatte. Die Sitzungen der Sektion nahmen einen sehr regen Verlauf und die einzelnen Verhandlungsgegenstände wurden zum Teil äusserst lebhaft und erfolgreich diskutiert. Auch das aussergeschäftliche Leben der Sektion, die Pflege gegenseitiger Beziehungen und regen Meinungsaustausches, war ein sehr glückliches zu nennen, an das jeder Teilnehmer mit Freuden zurückdenken wird.

Im einzelnen gestalteten sich die Sitzungen folgendermassen:

Montag, den 19. nachmittags unter dem Vorsitz von Herrn Direktor Dr. Th. Schmidt (Breslau):

1. Edmund Hoppe (Hamburg-Dockenhuden): Zur Konstitution der Magnete.
2. E. Grimsehl (Hamburg): Demonstration eines Pendels mit direkt messbarer Pendellänge.
3. Hans Hartl (Reichenberg): Neue physikalische Vorlesungsapparate.

Dienstag, den 20. morgens unter dem Vorsitz von Herrn Professor Lecher (Prag):

1. Müller-Uri (Braunschweig): Vorführung von Vakuumapparaten.
2. W. Scheffer (Berlin): Über Beziehungen zwischen stereoskopischen Aufnahme- und Beobachtungsapparaten.
3. Dieterici (Hannover): Über die Energie des Wassers und seines Dampfes bei hohen Temperaturen.
4. A. Köhler (Jena): Eine mikrophotographische Einrichtung für ultraviolettes Licht ($\lambda = 275\ \mu\mu$) und damit angestellte Untersuchungen organischer Gewebe.

Vor dieser Sitzung wohnte die Sektion einem in der mathematischen Sektion gehaltenen Vortrage von

C. Pulfrich (Jena) bei über:

a) einen Apparat zur Messung der Kimmtiefe,
b) einen neuen zerlegbaren Theodoliten und Phototheodoliten,
c) die stereo-photogrammetrische Küstenvermessung vom Schiff aus,
d) eine neue Art der Vergleichung photographischer Sternaufnahmen.

Dienstag Nachmittag fand eine gemeinsame Sitzung mit der Sektion Chemie, einschliesslich Elektrochemie statt, in welcher Herr Geheimrat Ladenburg den Vorsitz führte. Diese Sitzung brachte:

1. J. Stark (Göttingen): Bedienung und Anwendung der Quecksilberlampe aus Quarzglas.
2. Diskussion über N-Strahlen: Lummer (Berlin) und Weiss (Zürich).
3. G. Bodländer (Braunschweig): Elektrometrische Kohlensäurebestimmung.
4. W. Nernst (Göttingen): Beitrag zur Kenntnis chemischer Gleichgewichte bei hohen Temperaturen.

Am Mittwoch Morgen fand eine weitere Sitzung der physikalischen Sektion statt, bei welcher Herr Prof. Dr. Voller (Hamburg) das Präsidium führte. Es wurden folgende Vorträge gehalten:

1. L. Grunmach (Berlin): Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung und des Molekulargewichtes von verflüssigtem Stickstoffoxydul.
2. A. Wehnelt (Erlangen): Über den Austritt negativer Ionen aus glühenden Metalloxyden und damit zusammenhängende Erscheinungen.
3. A. Voller (Hamburg): Über die zeitliche Abnahme der Radioaktivität und über die Lebensdauer des Radiums im Zustande sehr feiner Verteilung.
4. O. Lummer (Berlin): Über die Auflösung feinster Spektrallinien.
5. W. Schmidt (Giessen): Vorführung eines Apparates zur Demonstration stehender und interferierender Wellen.
6. M. Reinganum (Münster): Berechnung des Molekularvolumens von Halogensalzen aus den Atomvolumina der Bestandteile.
7. H. Th. Simon (Göttingen): Über einen Phasenmesser und seine Verwendung zur Fernübertragung der Kompassstellung.

Die letzte Sektionssitzung fand am Mittwoch Nachmittag unter dem Vorsitze von Herrn Professor O. Lummer (Berlin) statt und brachte folgende wissenschaftliche Vorträge:

1. L. Graetz (München): Strahlungsartige Erscheinungen des Wasserstoffsuperoxyds.
2. W. Nernst (Göttingen): Strahlung der Gase.
3. J. Rosenthal (München): Verbesserungen an Quecksilberluftpumpen Sprengelscher Art.
4. W. Stern (Breslau): Demonstration des Tonvariators.

In der Abteilung: Angewandte Mathematik und Physik, Elektrotechnik, Ingenieurwissenschaften fanden folgende Vorträge statt:

1. K. Schreber (Greifswald): Explosionsmotoren mit Wassereinspritzung.
2. Dietrich (Breslau): Das Museum von Meisterwerken der Naturwissenschaft und Technik in München.
3. K. Schreber (Greifswald): Über Kraft, Gewicht, Masse, Stoff und Substanz.
4. Fränkel (Breslau): Allgemeine Einführung von Kraft und Elektrizität im landwirtschaftlichen und gewerblichen Betriebe, sowie Nebenbahnen.

Ein besonderes Lob verdient noch die vorzüglich arrangierte Ausstellung, welche eine reiche Fülle des Sehenswerten darbot und auch für die Physiker eine wertvolle Ergänzung der Abteilungssitzungen bildete.

Für die im nächsten Jahre stattfindende 77. Tagung der Gesellschaft deutscher Naturforscher und Ärzte wurde Meran als Versammlungsort gewählt. E. Bose.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 76. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU BRESLAU.

Edm. Hoppe (Hamburg), Zur Konstitution der Magnete.[1]

Durch die Untersuchungen von Hagenbach[2] und Olshausen[3] ist nachgewiesen, dass der alte Streit um die Anwendung des Biot-Savartschen Gesetzes nicht durch Untersuchungen mit geschlossenen Strömen erledigt werden kann, dass man vielmehr dies Gesetz sowohl auf die mit dem Magneten starrverbundenen Leiterteile, wie auch auf die feststehenden Leiterteile anwenden kann, ohne mit der Erfahrung oder dem Gesetz der Erhaltung der Energie in Widerspruch zu geraten. Dagegen macht Hagenbach darauf aufmerksam, dass, wenn man die Ampèresche Vorstellung von der Ersetzbarkeit der Elementarmagneten durch Elementarströme zu Grunde legt, die elektrodynamische Wirkung zwischen diesen Elementarströmen doch in der Verbindungslinie je zweier der Ströme liegt, also nicht genügend ist, die aus dem Biot-Savartschen Gesetze abgeleitete Kraft zu ersetzen, wenn man sie anwendet auf

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 19. Sept.
2) Hagenbach, Ann. d. Phys. 4, 233, 1901.
3) Olshausen, ib. 6, 681, 1901.

die in einem Magneten vorhandenen Elementarmagnete. Obwohl also das Biot-Savartsche Gesetz durch jene Untersuchungen als völlig ausreichend nachgewiesen ist zur Erklärung sämtlicher Rotationserscheinungen und der durch Rotationen erzeugten Induktionsströme, so besteht doch noch ein theoretisches Interesse an der Frage, ob der Sitz der Induktion in dem mitrotierenden Teile der Leitung oder in dem ruhenden Teile derselben zu suchen sei. Im ersteren Falle wäre die Ampèresche Vorstellung von der Konstitution der Magnete unzulässig, im zweiten Falle könnte man in der That den Elementarmagneten durch einen Elementarstrom ersetzen. Wenn man aber das Biot-Savartsche Gesetz auf die rotierenden Teile des Magneten selbst anwendet, so müssen die Enden der Achse des Magneten eine elektrische Spannungsdifferenz besitzen gegen den symmetrisch zur Achse liegenden Mittelschnitt, d. h. je nach der Rotation muss an dieser Peripherie des Mittelschnittes positive oder negative Ladung gefunden werden, während die Endflächen der Magnete die entgegengesetzte Ladung aufweisen.

Auch wenn man von der Vorstellung des Kraftfeldes ausgeht, besteht dieser Gegensatz. Setzt man voraus, dass das Kraftfeld mit dem Magneten fest verbunden ist, so kann der rotierende Magnet auf die mit ihm verbundenen Leiterteile, also auch auf sich selbst keinerlei Induktionswirkung ausüben, sondern nur auf die in relativer Ruhe befindlichen Teile der Leitung. Stellt man sich dagegen das Feld als stationär vor, oder auch als mit anderer Geschwindigkeit rotierend als der Magnet selbst, so wird der Magnet auf sich selbst eine induzierende Wirkung ausüben und ebenso, wie oben geschildert, an seinen Polenden und in der Peripherie seines symmetrischen Mittelschnittes Ladung erzeugen. Eine Entscheidung über die Zulässigkeit dieser letzten Vorstellung scheint mir nun bereits der Versuch erbracht zu haben, welchen ich im vorigen Jahre veröffentlichte[1]), und der bereits anderweitig Bestätigung gefunden hat. Ich zeigte da, dass die auf einem Blatt Papier oder einer Glasplatte erzeugten Eisenpulverkraftlinien eine erhebliche Abweichung von der radialen Anordnung aufweisen, wenn man das Pulver erst während der Rotation aufstreut, vorausgesetzt, dass das Feld stark genug ist. Man kann die Ablenkung sehr verstärken, wenn man auf die Fläche einen weiten Eisenring legt, welcher wegen des starken Haftvermögens das Fortschreiten der Linien in den peripheren Teilen mehr verzögert als in den unmittelbar an den Mantel des Magneten grenzenden Teilen. Bei einem cylindrischen Eisenkern von 3,2 cm Durchmesser, welcher durch eine Drahtspule mit einem Strom von 8 Amp. ein magnetisches Moment von 15197 c. g. s. erhielt, erzielte ich bei einer Rotation von 10 Umdrehungen in der Sekunde unter Anwendung eines 9 mm dicken Eisenringes, dessen innerer Durchmesser 5 cm betrug, Abweichungen der Kraftlinien von der radialen Richtung bis zu 2 mm am Mantel des Magneten. Am deutlichsten werden diese Abweichungen der Kraftlinien, wenn man eine Papierfläche nimmt, die den rotierenden Magneten recht eng umschliesst, und diese in der Lage befestigt, dass sie die Achse des Magneten gerade in dem Pol schneidet. Natürlich muss man das fallende Eisenpulver vor dem Luftzuge, den die Rotation des Magneten machen würde, durch einen Papiercylinder, welchen man in die ausgeschnittene Öffnung klebt, schützen. In dieser Lage sind ja die Kraftlinien horizontal und infolgedessen bleiben die Eisenstaubteilchen nach Aufhören des Stromes in der durch die Drehung eingenommenen Lage ruhig liegen. Stellt man dagegen die Kraftlinien auf einer Platte oberhalb des rotierenden Magneten dar, so zeigen dieselben freilich auch die Abweichungen, aber da die Kraftlinien hier vertikal geneigt sind, stehen die Eisennadeln schräg gegen die Fläche, und im Augenblick der Stromöffnung fallen dieselben um und machen dadurch die Richtung der Kraftlinien weniger deutlich.

Übrigens hätte man wohl aus der Thatsache, dass auch der stärkste Magnet beim Rotieren um seine Achse keine Temperatursteigerung erfährt, den Schluss machen dürfen, dass sein Kraftfeld mit ihm rotiert.

Wenn nun auch durch diese Versuche wohl erwiesen ist, dass das Feld mit dem Magneten rotiert, wobei man sowohl allein den Eisenkern rotieren lassen kann, wie auch den ganzen Elektromagneten, ohne an der Erscheinung etwas Wesentliches zu ändern, so könnte man immerhin noch meinen, dass das Feld eine langsamere Rotation besitze als der Magnet, obwohl die Versuche mit dem Eisenring doch die Vermutung nahe legen, dass die Erscheinung der Hemmung in einem Medium mit dem Haftvermögen 0 gänzlich verschwinden würde und also dort die Rotationsgeschwindigkeit des Feldes durchaus der des Magneten gleich wäre. Immerhin erschien es wünschenswert zu versuchen, durch Elektrometer-Messungen festzustellen, ob der rotierende Magnet eine statische Ladung besitze oder nicht, da diese Entscheidung auch für die erste Art der Anschauung von Wichtigkeit zu sein schien.

Nachdem durch die Messungen Herrn Grotrians[1]) festgestellt war, dass mit einem nach

1) Hoppe, Mitteilungen der Mathem. Gesellschaft in Hamburg 1903, S. 125.

1) Grotrian, Ann. d. Phys. 6, 794, 1901.

Dolezaleks[1]) Angaben hergestellten Elektrometer Spannungen der Grössenordnung, wie sie bei solchem Rotationsversuch vorkommen, gemessen werden können, handelte es sich nur darum, eine Methode aufzufinden, welche durch solche Messung eine Entscheidung zu fällen gestattete. Eine solche Entscheidung hatten die Messungen des Herrn Grotrian nicht gebracht. Derselbe hatte den zur Nadel des Elektrometers führenden Draht schleifen lassen an dem Centralschnitt des Magneten, der senkrecht zur Achse gelegt ist (ich habe den Schnitt als Symmetrieschnitt bezeichnet), dann beobachtete er Ablenkungen bis zu 14 Skalenteilen. Sobald die Berührung mit dem Magneten aufgehoben wurde, erhielt Herr Grotrian keine bestimmten Ausschläge. Diese Unbestimmtheit muss auf irgendwelche Störungen in dem Elektrometer oder der Isolierung zurückgeführt werden, denn nach keiner der vorhandenen Theorien konnte der Elektrometerausschlag einfach verschwinden. Ist der Sitz der Induktion in dem ruhenden Teile der Leitung zu suchen, so muss die Höhe der Ladung lediglich von der Distanz des Endpunktes von der Achse des Magneten abhängen, wie unten gezeigt wird; ist aber auf dem Magneten eine statische elektrische Ladung vorhanden, so muss diese auf das genäherte Leitungsende influenzierend wirken, und das Elektrometer muss ebenfalls eine Ladung anzeigen, wie ebenfalls weiter unten näher ausgeführt wird. Also wenn auch seine Versuche nicht mit unbestimmtem Ergebnis geschlossen, sondern ganz messbare Ladungen ergeben hätten, wäre nichts damit entschieden worden.

Die Schwingungsdauer der Elektrometernadel meines Apparates war je nach den Quarzfäden verschieden, bei dem einen von 0,006 mm Dicke war dieselbe 47″, bei einem anderen noch feineren Faden hatte ich die Schwingungsdauer zu 62″ gemessen. Die Empfindlichkeit im ersteren Falle, wo die Quadrantenpaare mit ± 108 Volt geladen waren und die Nadel von einem Akkumulator mittels Brücke eine Teilladung erhielt, ergab für $^1/_2$ Skalenteil 0,00673 Millivolt.

Um nun Messungen anzustellen, welche die Frage entscheiden könnten, wählte ich folgende Anordnung (Fig. 1). Ein cylindrischer Eisenkern *a* stand vertikal auf der Achse eines Rotationsapparates, durch eine Spule *b* wurde derselbe magnetisiert; diese Spule *b* stand entweder fest in einem Stativ, so dass der Eisenkern allein rotierte, oder sie wurde durch einen kleinen Bleikeil bei der Rotation des Eisenkerns mitgenommen. Dann wurde der Strom durch zwei gleichfalls am Eisenkern angebrachte

1) Dolezalek, Verhandlungen d. Phys. Gesellschaft 3, 18, 1901.

f, d, zum Electrometer, a, c, b

Fig. 1.

Schleifringe der Spule durch Kupferfedern zugeführt, so dass der Magnet dauernd die gleiche Polarität besass. Es ergab sich bei den Versuchen, dass diese beiden Methoden einen wesentlichen Unterschied nicht ergaben. Nun wurde eine Messingkugel *c* von 1,5 cm Durchmesser an einem 820 mm langen Silberdraht *d* von 0,1 mm Durchmesser an einem Hartgummibalken *f* isoliert aufgehängt in eine solche Entfernung von *a*, dass dieselbe bei bestimmter Elongation pendelnd gerade gegen die Mitte des Mantels von *a* an diesen anschlägt. In dem unten angegebenen Falle war die Entfernung ca. = 76 cm. Ich habe aber auch mit verschiedenen Entfernungen beobachtet von 30 cm bis zu 75 cm. Von *f* führte ein feiner Silberdraht, der mit dem Suspensionsdraht der Kugel verbunden war, an den Knopf der Elektrometernadel, welche in ca. 1,5 m Entfernung aufgestellt war. Die Elongation der Kugel wurde durch einen Hartgummigriff, den ich an einem Stativ befestigte, bewirkt. Durch eine geringe Verschiebung dieses Stativs konnte die Elongation um 1 bis 2 mm verkleinert werden, so dass die pendelnde Kugel dann den Magnetenmantel nicht ganz berührte, sondern nur bis in seine Nähe kam. Nach Beendigung einer ganzen Schwingung wurde die Kugel von dem Hartgummigriff wieder aufgefangen, was durch eine leichte Neigung des Stativs bequem zu erreichen ist. Nachdem die Einstellung einmal genau ausprobiert ist, kann die Ausführung dieser Pendelbewegung mit und ohne Berührung des Magneten beliebig oft wiederholt werden. Ob das beabsichtigte Berühren stattgefunden hat, verrät der dabei erzeugte Klang.

In einer früheren Publikation[1]) habe ich aus den Maxwellschen Gleichungen unter der Voraussetzung, dass das Koordinatensystem so gewählt wird, dass die z-Achse mit der Achse des Magneten zusammenfällt und der 0-Punkt in der Mitte des Magneten liegt, das Potential für einen Punkt xyz abgeleitet zu

$$(1)\qquad V = \frac{n \cdot \mu \cdot z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + C,$$

wo n die Winkelgeschwindigkeit, μ die Stärke des Poles und C eine Konstante darstellen.

1) Hoppe, Ann. d. Phys. 8, 670, 1902.

Bezeichnet man mit α und β die Winkel, welche die Verbindungslinie zwischen Pol und den Punkten $x_1 y_1 z_1$ resp. $x_2 y_2 z_2$ mit der z-Achse machen, und bezeichne a die Anzahl der Umdrehungen des Magneten in einer Sekunde, so folgt daraus die elektromotorische Kraft

$$(2)\quad E = V_1 - V_2 = -\frac{2\pi a \cdot}{10^5}(\cos\alpha - \cos\beta)$$

Millivolt.

Da für einen Strom von 8 Amp. in der Spule a, sowohl nach magnetischen Messungen, wie nach Induktionsmessungen, $\mu = 1169$ cm$^{\frac{3}{2}}$ g$^{\frac{1}{2}}$. sec^{-1} war, so würde für eine Verschiebung der Kugel c von einem Punkt, wo der Winkel $\beta = 83^0\ 51'$ war, zu einem Punkt mit dem Winkel $\alpha = 15^0\ 49'$ eine elektromotorische Kraft $C = 0{,}4992$ Millivolt erzeugt werden müssen. Wird die Kugel aber wieder in die ursprüngliche Lage zurückgebracht, so würde die entgegengesetzte Induktion stattfinden, das Gesamtresultat ist also 0. Daran wird nun nichts geändert durch die Überlegung, dass die Kugel sich nicht in der Symmetrieebene bewegt, was bei Ableitung jener Gleichung vorausgesetzt war, denn wir hatten dazu die Strömungskomponente in der z-Richtung $= 0$ gesetzt. Man kann nämlich eine genau gleiche Ableitung auch für yz- oder xz-Ebene anstellen, wie sie hier für die xy-Ebene gewählt war, und erhält durch Superposition beider Werte wieder das Resultat der Gleichung 1 und 2. Also wird auch für die Pendelbewegung der Kugel c die Gleichung 2 das Resultat für die Induktion sein. Wir dürfen also für unsere Betrachtung die Pendelschwingung ersetzt denken durch eine Verschiebung der Kugel c in der Richtung des Radius in der Symmetrieebene des Magneten mit konstanter Geschwindigkeit. Während nun aber die Kugel c diese Bewegung ausführt, hat der Magnet seine Rotation ausgeführt, und zwar während die Kugel von der Peripherie eines Kreises durch den Punkt 1 in Fig. 2 zu

Fig. 2.

einem Punkte der Peripherie durch 2 und wieder nach 1 zurückgeht, hat der Magnet sich um den Winkel 103 gedreht. Dann lässt sich diese doppelte Bewegung auf die Kugel allein übertragen, und die Induktion muss dann ebenso gross sein, als ob die Kugel auf den in Fig. 2 gezeichneten Kurven von 1 nach 2 und nach 3 gegangen wäre, das Feld aber in Ruhe geblieben wäre. Da nun bei einem homogenen Felde auf der Peripherie eines Kreises überall das gleiche Potential vorhanden ist, muss die Integration über die Kurve 123 den gleichen Betrag geben, als ob die Kugel auf der Peripherie selbst von 1 bis 3 gegangen wäre, oder als ob die Kugel ruhig in 1 geblieben wäre und das Feld allein rotiert hätte. In unserem Falle, wo der Magnet in 1 Sek. 10 Umdrehungen machte, während das Pendel ca. 1 Schwingung ausführte, würde die Kurve die Form einer Spirale erhalten, welche in ca. 10 Windungen sich dem Punkte 2 bis zur Berührung näherte, um dann nach weiteren 10 Windungen wieder zum ersten Kreise zurückzukehren. Setzen wir also voraus, dass das Feld mit den Magneten rotiert, so muss es gänzlich irrelevant sein, ob die Kugel bei der Pendelschwingung den von der Erde isolierten Magneten berührt oder nicht, da das Potential V mit dem Kos. des Winkels α wächst. Freilich werden wir den vollen Ausschlag der Elektrometernadel, den wir erhalten würden, wenn die Kugel im Punkte 2 fest läge, nicht erwarten dürfen, denn die Schwingungsdauer des Pendels ist ca. 1 Sek., die der Nadel dagegen ca. 60 Sek. Die Kugel ist also längst in die Lage 3 zurückgekehrt, ehe die Nadel Zeit gehabt hat, eine Schwingung auszuführen.

Ganz anders muss das Experiment ausfallen, wenn auf dem Magneten durch die Rotation eine statische Ladung entsteht. Sei der Vektor dieser Ladung G, so wird auf der Kugel c durch eine Bewegung in der x-Achse eine Elementarladung entstehen $\varepsilon = -\frac{K}{4\pi}\cdot\frac{\partial G}{\partial x}$; wo K die Dielektrizitätskonstante ist. Bezeichnen wir die Flächendichte der elektrischen Ladung auf dem Magneten mit ϱ, den Radius des Magneten mit a und mit f eine Konstante, so ist

$$(3)\qquad G = f\cdot\frac{\varphi_{(\varrho)}}{(x-a)^2}.$$

Diese Funktion ist also stetig, solange $x-a$ einen positiven Wert hat; aber für $x = a$ tritt Unstetigkeit ein. Wenn also die Kugel c den Mantel des Magneten berührt, muss nach dieser Theorie eine Unstetigkeit des Anwachsens der Ladung eintreten. In dem Augenblick verteilt sich die Ladung des Magneten über die ganze Elektrometer-Leitung. Sei F die mit Elektrizität belegte Fläche des Magneten, F' die Oberfläche der pendelnden Kugel + Leitungsdraht + Nadel, ϱ die ursprüngliche Dichte der Elektrizität auf dem Magneten, so ist die nach der Berührung auf der Nadel eintretende Dichte

(4) $$\varrho' = \frac{\varrho \cdot F \cdot F'}{(F + F')} .$$

Dass bei einer statischen Ladung dies wirklich der Gang des Experiments sein würde, lässt sich leicht mit einem isolierten Konduktor und einem gewöhnlichen Aluminiumblatt-Elektroskop nachweisen. Es ist das ein recht instruktiver Vorlesungsversuch für den Nachweis eines statischen Kraftfeldes. Lässt man die Kugel aus grosser Entfernung gegen einen solchen isolierten Konduktor, dessen Ladung gar nicht sehr hoch zu sein braucht, ohne Berührung pendeln, so steigt die Ablenkung des Aluminiumblattes ganz regelmässig und nimmt ebenso gleichmässig wieder ab. Sobald aber Berührung eintritt, erfolgt ein plötzlicher Ausschlag des Elektroskops und diese Ladung bleibt konstant nach Aufhören der Berührung und nach Rückkehr der Kugel in die Ruhelage. Darnach würde also das Ergebnis beider Theorien für unsere Anordnung das gleiche Resultat haben, solange die Kugel den Magneten nicht berührt. Sobald aber Berührung eintritt, zeigt sich die Differenz der Theorien. Für die erste Auffassung nach Gleichung 2 ist die Berührung ohne jede Bedeutung, für die zweite Theorie nach Gleichung 3 tritt bei der Berührung eine plötzliche Zunahme der Ladung und eine dauernde Ladung der Elektrometernadel ein.

Zunächst zeigen die Beobachtungen die Brauchbarkeit meines Elektrometers zu diesen Messungen.

In folgender Tabelle giebt Kolumne 1 die Entfernung an, in welcher die Kugel c von dem Mantel des rotierenden Magneten durch einen isolierenden Hartgummigriff gehalten wird. In Kolumne 2 gebe ich die beobachteten Ausschläge bei einer Rechtsdrehung des Magneten, in 3 bei einer Linksdrehung des Magneten, in Kolumne 4 steht der mittlere Ausschlag, welcher für die Berechnung in Kolumne 6 zu Grunde gelegt war, in Kolumne 5 gebe ich den Wert E nach Formel 2 berechnet, in Kolumne 6 den Wert von E aus den Ausschlägen der Nadel berechnet. Der Magnet rotierte bei allen diesen Versuchen mit der Geschwindigkeit von 10 Umdrehungen pro Sek.

Distanzen	Ausschlag +	Ausschlag —	Mittel	E nach Formel	E n. Ausschlag
0	58	57,1	57,5	0,66041	0,66
3	53,8	51,2	52,5	0,59962	0,61
4	47	51,3	49,1	0,58605	0,562
76	1,5	2	1,75	0,02995	0,020

Bei der Distanz 0 wurde die Kugel c durch eine schleifende Kupferfeder ersetzt. Nachdem durch diese Messungen dargethan ist, dass das Elektrometer in der That eine Messung dieser Ladungen gestattet, liess ich die Kugel aus der Elongation 76 cm eine Pendelschwingung machen gegen den rotierenden Magneten, zuerst ohne denselben zu berühren, dann durch Vergrösserung der Elongation um 2 mm mit Berührung des Magneten, während dieser dauernd in gleichmässiger Rotation gehalten wurde. Nach jeder Schwingung wurde die Kugel wieder am isolierenden Griff arretiert. Die Elektrometernadel setzt sich nun beim Beginn des Pendelns der Kugel sofort in Bewegung und erreicht Maximalausschläge von 25,5 Skalenteilen bei Links- und Rechtsbewegung des Magneten, gewöhnlich werden ca. 20 Skalenteile Ausschlag erreicht, und kehrt dann wieder auf die ursprüngliche Ablenkung von ca. 2 Skalenteilen zurück, welche auch bei ruhender Kugel und rotierendem Magneten beobachtet war. Bei dem Verhältnis der Schwingungsdauern von Kugel und Nadel ist natürlich die Nadel auf dem Maximum ihrer Ablenkung erst angekommen, wenn die Kugel längst wieder in Ruhe ist, darum erfolgt keine Einstellung der Nadel auf eine bestimmte Ablenkung, sondern man kann nur den Ausschlag beobachten. Wird nun die Kugel soweit zurückgezogen, dass sie beim Pendeln deutlich gegen den Magneten anschlägt, so zeigt die Elektrometernadel keinerlei Änderung ihres Verhaltens, sie schwingt genau so gleichmässig aus, erreicht die gleiche Maximalstellung und kehrt ebenso gleichmässig in die ursprüngliche Lage zurück; sie zeigt also keine Dauerladung, wie es die Gleichung 4 doch verlangte, wenn man von der Theorie der Gleichung 3 ausgeht.

Damit scheint mir in der That der Beweis erbracht zu sein, dass man von jeder Theorie absehen muss, die auf dem rotierenden Magneten eine statische Ladung etablieren würde. Also für die Betrachtung mit Kraftlinien kann man nur annehmen, dass diese sich mit den Magneten drehen und für die ältere Betrachtungsweise ergiebt sich die Zulässigkeit der Ampèreschen Vorstellung, dass die Elementarmagnete durch Elementarströme ersetzbar sind.

Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Lecher-Prag: Ich möchte mir folgende Frage an den Herrn Vortragenden erlauben. Es muss doch auch in dem Draht induziert werden, der die Kugel hält; ist das in Rechnung gezogen? Ich habe ganz dieselben Versuche gemacht und bin daran gescheitert: es war mir unmöglich, die statische Ladung des Äquators des Magneten nachzuweisen. Dazu kommt noch, dass die Kapazität des Elektrometers viel zu gross ist gegenüber derjenigen einer isolierten Probekugel. Ich glaube, dass diese Versuchsanordnung zur Entscheidung

der Frage, ob durch unipolare Induktion eine elektrostatische Potentialdifferenz zwischen Pol und Äquator des rotierenden Magneten entsteht oder nicht, nicht herangezogen werden kann.

Hoppe: Für die übrigen Punkte der Drahtleitung ist es in beiden Fällen ganz dasselbe; kommen Kugel und Aufhängedraht wieder zurück, so ist die Gesamtinduktion gleich Null. Berühren Sie den Magneten nicht, so bekommen Sie Null; berühren Sie, so müssten Sie eine plötzliche Ladung bekommen.

Man könnte die Grösse der statischen Ladung leicht berechnen; um sie auf eine bestimmte Fläche zu beziehen, habe ich den Versuch so abgeändert, dass ich in dem Magneten ein isoliertes Drahtgestell anbrachte, das mit einer Kondensatorscheibe versehen ist. Die Grösse der Ladung ist durch die folgende Formel gegeben; die Fläche F bezeichnen den Kondensator, F' die Oberfläche der Kugel, des Drahtes und der Nadel. Beides lässt sich einfach berechnen. Also ist die Dichtigkeit der entsprechenden Ladung nach der Formel zu berechnen

$$\varrho' = \frac{\varrho F F'}{F + F'}$$

und müsste sich messen lassen, wenn sie vorhanden wäre. Ich wüsste nicht, weshalb man nicht das Experiment berechnen kann.

Hans Hartl (Reichenberg i. Böhmen), Über neue physikalische Vorlesungsapparate.[1])

Der Vortragende führte eine Reihe neuerer von ihm konstruierter Vorlesungsapparate vor, die sich über verschiedene Gebiete der Physik erstrecken. Eingeleitet wurde der Vortrag durch eine mit dem Apparat für Trägheitsmomente durchgeführte Versuchsreihe. Der Apparat besteht im wesentlichen aus einem Torsionspendel mit angehängtem Achsenkreuz, auf welchem die verschiedenen Versuchskörper: Ringe, Scheiben und Stäbe, in bequemster Weise angebracht werden können, so dass die Versuche ebenso rasch wie anschaulich verlaufen. Die Verzögerung im Gange des Pendels, welche bei einer Schwingung 6 Sekunden beträgt, giebt ein Mass für das Trägheitsmoment des auf das Achsenkreuz gelegten, die Verzögerung bewirkenden Körpers. Aus der Gleichheit der Verzögerung wird auf die Gleichheit der Trägheitsmomente geschlossen. Von zwei Ringen ausgehend, für welche das Trägheitsmoment aus der ohne weiteres einleuchtenden Formel $T = Mr^2$ berechnet wird, wurden in der angedeuteten Weise die Trägheitsmomentformeln für Kreisscheiben mit polarer und äquatorealer Achse, für einen Stab, eine rechteckige Scheibe, eine ringförmige Platte experimentell bestätigt. Auch die Zunahme des Trägheitsmomentes um Ma^2 bei der Parallelverschiebung der ursprünglich durch den Schwerpunkt gehenden Achse um die Entfernung a wurde nachgewiesen, sowie auch die Verschiedenheit des äquatorealen und polaren Trägheitsmomentes einer Kreisscheibe.

[1]) Vorgetragen in Abteilung 2 am 19. Sept. (Vom Vortragenden verfasster Auszug.)

Aus dem Gebiete der Hydromechanik führte der Verfasser einen Bodendruckapparat vor, der bei wechselnder Druckhöhe den hydrostatischen Druck stetig und selbstthätig anzeigt. Auch das hydrostatische Paradoxon kann mit dem Apparate in bequemster und anschaulichster Weise demonstriert werden.

Das Mariotte-Gay-Lussacsche Gesetz wurde mit einem dritten Apparate sowohl in seiner allgemeinen Form, als auch in den daraus abzuleitenden Spezialformeln demonstriert. Dabei gestattet der Apparat durch Anordnung besonderer, nach Zweihundertdreiundsiebzigstel des ursprünglichen Volumens, bezw. Druckes geteilten Skalen ohne jede Rechnung nachzuweisen, dass sowohl der Ausdehnungskoeffizient als auch der Spannungskoeffizient der Luft $= \frac{1}{273}$ ist. Die Handhabung des Apparates ist die denkbar einfachste. Von einem cylindrischen Gefäss, das nach Art des Fortinschen Barometers mit einem Lederboden versehen ist, gehen zwei Röhren aus. Die eine ist offen, die andere kalibrierte Röhre kann oben durch einen Stöpsel geschlossen werden, wodurch die dem Versuche zu unterwerfende Luftmenge abgeschlossen wird. Die Erwärmung erfolgt durch ein Wasserbad in einem die beiden Röhren umgebenden Glascylinder. Die Einstellung auf ursprünglichen Druck bezw. ursprüngliches Volumen geschieht durch Senken oder Heben der mit dem Lederboden in Verbindung stehenden Schraube. Die nach $\frac{1}{273}$ des Barometerstandes geteilte Skala lässt sich für jeden beliebigen Barometerstand mit einem Griffe einstellen. — Es ist selbstverständlich, dass sich der Apparat in gewissen Grenzen auch zum Nachweise der verkehrten Proportionalität von Druck und Volumen bei konstanter Temperatur (Boylesches Gesetz) eignet.

Der Vortragende brachte hierauf eine ganze Serie hintereinander geschalteter elektrischer Apparate zur Vorführung, welche insofern einen gemeinsamen Konstruktionsplan zeigten, als in jedem derselben die wesentlichen Anordnungen in eine lotrechte, dem Auditorium zugekehrte Ebene verlegt sind, was der Anschaulichkeit sehr förderlich ist. Eine Erklärung einzelner Apparate war daher kaum nötig. Sowohl an dem Stromwender als auch an dem Schieber-Pachytrop (Batteriewähler), mit welchem die Neben- und Hinter-

einander-Schaltung, sowie die Gruppenschaltung von 6 Elementen gezeigt wurde, lassen sich die in Frage kommenden Verhältnisse mit einem Blicke übersehen. Das gleiche gilt von dem Schaltbrette, an welchem Versuche über die Stromstärken und die Widerstände in gezweigten Leitungen durchgeführt wurden.

An optischen Lehrmitteln zeigte der Vortragende ein Modell der Prismenfernrohre, das bei der immer mehr zunehmenden Verbreitung dieser Fernrohrarten für den Unterricht gute Dienste leisten dürfte. Zuerst wird das durch die Objektivlinse erzeugte verkehrte Bild einer Flamme auf einem Schirme aufgefangen. Bei Einschaltung der Porroschen Prismensysteme zeigt sich sodann sowohl das Aufrichten als auch das Näherrücken des Bildes. Dabei kann sowohl die Anordnung im gewöhnlichen Prismenfernrohre, sowie die im Relieffernrohre mit dem Modelle demonstriert werden.

Den Schluss des Vortrages bildete die Vorführung eines Schulapparates zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents. Um einen zwischen Körnerspitzen horizontal gelagerten Hohlcylinder aus Messing, der mit Wasser gefüllt wird, ist nach Art des Pronyschen Zaumes ein Bremsklotz gelegt, der mit Blei beschwert und mit einem Zeiger versehen ist, der an einer Bogenskala vom Halbmesser $r = 159$ mm jene Kraft P angibt, welche tangentiell an diesem Halbmesser wirken müsste, um die ganze Vorrichtung bis zu dem betreffenden Skalenteilpunkte zu drehen. Wird nun der mit Wasser gefüllte Hohlcylinder mit Hilfe eines Antriebes in Drehung versetzt, so wird der Bremsklotz durch Reibung mitgenommen, bis er in einer gewissen schrägen Lage im Gleichgewichte bleibt. Die von dem Zeiger an der Skala angezeigte Kraft P besitzt dann dasselbe Drehmoment Pr, wie die Reibung. Ist letztere $= R$, ihr Arm $= \varrho$, so ist das Reibungsmoment $= R\varrho$ und die bei n Touren geleistete Reibungsarbeit $A = n \cdot R \cdot 2\pi\varrho$ oder, weil $R\varrho = Pr$ ist, $A = n \cdot P \cdot 2\pi r$. Da aber $r = 159$ mm ist, so ist $2\pi r = 1$ m, somit $A = n \cdot P$. Um die Arbeit zu bekommen, hat man also bloss die Anzeige des Zeigers mit der Tourenzahl (500), die durch einen einfachen Tourenzähler bestimmt wird, zu multiplizieren. Die Wärmemenge wird aus dem Gewichte des Wassers, dem Wasserwerte der festen Bestandteile und der beobachteten Erwärmung berechnet und sodann das mechanische Äquivalent einer Kalorie ermittelt. Der Apparat ist überaus einfach konstruiert und sehr leicht zu handhaben, was auch von den übrigen vorgeführten Apparaten gilt und für Unterrichtsapparate von besonderer Bedeutung ist. — Eine Ergänzung des Vortrages bildete die Ausstellung der Firma W. J. Rohrbecks Nachfolger in Wien, welche auch die übrigen Hartlschen Apparate in leider zu gedrängter Anordnung ausgestellt hatte.

C. Pulfrich (Jena), 1. Über einen Apparat zur Messung der Kimmtiefe, 2. über einen neuen zerlegbaren Theodoliten und Phototheodoliten, 3. über die stereophotogrammetrische Küstenvermessung vom Schiff aus und 4. über eine neue Art der Vergleichung photographischer Sternaufnahmen.[1])

Der Kimmtiefenmesser (ausführlich beschrieben in der Zeitschrift für Instrumentenkunde 1904, S. 228) ist für die Nautik insofern von Bedeutung, als er die Möglichkeit gewährt, die Abweichung des Meereshorizontes von dem mathematischen Horizont nach Grösse und Vorzeichen schnell und sicher zu bestimmen, was bisher nicht oder nur sehr unvollkommen möglich war. Diese Abweichung lässt sich nach neueren Untersuchungen von Koss nicht mit der gewünschten Genauigkeit aus der Höhe des Standpunktes des Beobachters über der Meeresoberfläche berechnen, es kommen nach den angegebenen Untersuchungen Abweichungen bis zu 15′ von dem normalen Wert vor. Der vorliegende Apparat, der in zwei verschiedenen Modellen vorgeführt wurde — der eine mit Mikrometer, der andere mit direkter Ablesung im Okular —, beruht auf der Anwendung eines aus zwei kreuzweise zu einander gestellten Spiegeln bestehenden Winkelspiegels, welcher die beiden seitwärts vom Beobachter gelegenen Meereshorizonte in konstantem, von der Stellung des Instruments auf hoher See unabhängigem Abstande gleich der doppelten Kimmtiefe erscheinen lässt. Das Vorzeichen ergiebt sich ohne weiteres aus der Beobachtung, ob Wasser oder Luft sich zwischen den Kimmen befindet. Der Apparat ermöglicht somit, die mit dem Sextanten gemessene Höhe der Sonne oder eines Sternes um eine bisher in hohem Masse unsichere Korrektionsgrösse zu berichtigen und ist daher für die genaue Ortsbestimmung auf dem Meere von Wert.

Der vom Vortragenden ebenfalls vorgeführte neue Theodolit ist im Interesse des bequemeren Transports und der Erhaltung der Justierung in zwei Teile zerlegbar, die dann an Ort und Stelle leicht wieder zusammengesetzt werden können. Die Zerlegbarkeit erstreckt sich auch auf das Fernrohr, das horizontal gelagert ist, und dem ein sog. Prandtlsches Reflexionsprisma mit konstantem Ablenkungswinkel (genau 90°) wegschlagbar vorgelagert ist. Das Fernrohr ist zusammen mit dem Prisma um die eigene Achse drehbar. Seine Horizontalstellung erfolgt ohne Libelle nach Einstellung auf ein frei herabhängendes Lot. Dadurch, dass sich

1) Vorgetragen in Abteilung 1 am 20. Sept.

das in seinem Ablenkungswinkel absolut unveränderliche Reflexionsprisma nach Belieben von dem Fernrohrobjektiv entfernen lässt, ist die Möglichkeit gegeben, selbst die axiale Lage des Fadenkreuzes zur optischen Achse und zur Drehungsachse zu prüfen und zu berichtigen. Der Theodolit ist ebenfalls für Polhöhenmessungen in hohem Masse geeignet; ausserdem dient er in Verbindung mit dem neuen Phototheodoliten zur Messung der Standlinie bei stereo-photogrammetrischen Landschaftsaufnahmen und zur Erfüllung der hierfür gestellten Anforderungen an die Aufstellung der photographischen Kameras. Auch dieser Apparat wurde an einem ausgestellten Exemplar erläutert und die Art seiner Aufstellung und Justierung dargelegt.

Der Vortragende gab dann einen Überblick über die Grundlagen und Vorteile der von ihm zuerst vor etwa drei Jahren vorgeschlagenen stereophotogrammetrischen Methode und über die Fortschritte, welche in neuester Zeit in Bezug auf die praktische Verwertung der Methode für die Landesvermessung zu verzeichnen sind.[1]) Dem ersten im vorigen Jahre in Jena in Gemeinschaft mit dem Vortragenden gemachten Versuche des inzwischen leider verstorbenen Herrn Generalmajors Schulze, Chef der Topographischen Abteilung der Landesaufnahme, durch welchen in erster Linie die Richtigkeit der Überlegungen und die praktische Verwendbarkeit der Methode dargetan wurden, folgte auf dem Fusse die eigentliche Einführung derselben in die Praxis durch Herrn Oberst von Hübl vom Militärgeographischen Institut in Wien.[2]) Der Vortragende legte einige der in Wien mit dem Stereo-Komparator ausgemessenen stereo-photogrammetrischen Aufnahmen und die nach diesen Bildern angefertigten Pläne (1:25000) vor, die den gewaltigen Fortschritt, welche die Nutzanwendung der Methode durch Herrn von Hübl erfahren hat, sofort erkennen liessen. Zeigen dieselben doch, dass man mit einer Standlinie von 200 bis 300 m selbst bis auf Entfernungen von 12 km noch richtige Höhenkurven konstruieren und die Formation des Landes erkennen und im Plane festlegen kann.

Nach dem Vorgang des Herrn von Hübl hat neuerdings auch das 3. Genie-Regiment in Rom (Herr Major Mario Moris) mit der Einführung der stereophotogrammetrischen Methode in die Praxis begonnen.

1) Man vergleiche die ausführlichen Darlegungen des Vortragenden in der Zeitschrift für Instrumentenkunde 1901 bis 1904.

2) Im einzelnen sei verwiesen auf die beiden Hüblschen Aufsätze:

„Die Stereophotogrammetrie", Mitteilungen des k. u. k. Militärgeographischen Institutes, Wien, Bd. XXII, S. 1, 1903;

„Die stereophotogrammetrische Terrainaufnahme", ibid., Bd. XXIII, S. 1, 1904.

An den Fortschritten der stereophotogrammetrischen Methode ist ferner in hohem Masse beteiligt sowohl durch eigene Arbeiten, als auch durch das unermüdliche und begeisterte Eintreten für dieselbe der Directeur Honoraire du Conservatoire des Arts et Métiers in Paris, Herr Oberst Laussedat[1]), seit einer Reihe von Jahrzehnten der Dolmetsch aller auf die praktische Verwertung der Photogrammetrie in der Topographie, Architektur und Kunst gerichteten Bestrebungen, der gerade in den letzten drei Jahren trotz seines hohen Alters keine Gelegenheit vorübergehen lässt, um seine Landsleute in zahlreichen Vorträgen und Aufsätzen immer wieder auf die neueren und neuesten Errungenschaften der Stereo-Photogrammetrie aufmerksam zu machen.

Eine weitere Nutzanwendung der stereophotogrammetrischen Methode, insonderheit zur Küstenvermessung vom Schiffe aus, auf die schon in verschiedenen Zeitschriften des In- und Auslandes in den letzten Jahren wiederholt hingewiesen worden ist, ist zu verzeichnen in einem Versuch, den die nautische Abteilung des Reichs-Marineamts in Berlin in diesem Herbst in der Nord- und Ostsee zur Ausführung gebracht und an dem der Vortragende sowohl zum Zwecke der erstmaligen Erprobung der von ihm konstruierten stereo-photogrammetrischen Apparate an Bord eines Schiffes als auch zur Prüfung der von ihm vorgeschlagenen Methode der Ausmessung solcher Aufnahmen teilgenommen hat. An eine Verwendung von Libellen ist an Bord eines Schiffes natürlich nicht zu denken. Die Justierung der beiden an den Enden des Schiffes an der Steuerbordseite aufgestellten Phototheodolite erfolgt durch gegenseitiges Anvisieren der gegenüberliegenden Stationspunkte mit Hilfe von Haltefernrohren, die in fester Verbindung mit den Phototheodoliten sich befinden und unter trigonometrischem Anschluss an eine durch die beiden Stationen und eine seitlich angebrachte Marke gelegte Ebene, so dass die Erfüllung der für stereo-photogrammetrische Aufnahmen gestellten Bedingung, dass die Platten in einer Ebene gelegen sind, jederzeit unabhängig vom Bewegungszustand des Schiffes möglich ist. Zur Orientierung des nach den beiden Aufnahmen — die Aufnahme erfolgt elektrisch für beide gleichzeitig — ausgemessenen Raumbildes dienen die Wasseroberfläche selbst und die durch sie gelegten horizontalen Schnittlinien, welche dann das Mittel darbieten für die im übrigen sehr einfache konstruktive Herstellung des Planes in der Horizontalprojektion der Küstenlandschaft.

1) Man vergleiche insonderheit sein größeres Werk „Recherches sur les instruments, les methodes et le dessin topographiques", dessen zweiter (Schluss-) Band soeben, Paris 1903, erschienen ist.

Die erste Küstenaufnahme dieser Art erfolgte am 13. August d. J. von Bord S. M. S. „Hyäne“ aus während der Fahrt gegenüber Altenbruch bei Cuxhaven. Die Standlinie betrug 41,5 m. Innerhalb der durch die Standlinie und die Brennweite der photographischen Apparate gegebenen Genauigkeitsgrenzen wurde der nach den beiden Aufnahmen angefertigte Plan in Übereinstimmung mit anderen vorhandenen Plänen gefunden. Die Aufnahmen sind auch noch in mancherlei anderer Hinsicht von Bedeutung, insonderheit für Wolkenhöhenmessungen und für die Untersuchung des Formzustandes der bewegten Wasseroberfläche.[1]) Über diese zuletzt erwähnte Untersuchung der Meereswellen wird Herr Dr. Kohlschütter vom Reichsmarineamt noch eingehend berichten. Ein besonderes Interesse bieten diese Aufnahmen auch dadurch, dass im Stereo-Komparator die Krümmung der Wasseroberfläche infolge der Kugelgestalt der Erde unmittelbar in die Erscheinung tritt.

Bei allen vorgenannten stereophotogrammetrischen Aufnahmen war die vom Vortragenden ursprünglich aufgestellte Bedingung, dass die Platten bei der Aufnahme in einer Ebene gelegen sind, erfüllt. Neuerdings hat Herr von Hübl damit begonnen, auch solche Aufnahmen zu verwerten, bei welchen die optischen Achsen unter sich parallel, aber zur Standlinie nach rechts oder links geneigt sind. Die Bearbeitung solcher Aufnahmen mit dem Stereo-Komparator ist nicht so einfach wie früher, insofern nämlich die Ebenen gleicher scheinbarer Entfernung jetzt die Form parabolischer Zylinder annehmen. Aber diese Schwierigkeiten, welche nur eine etwas umständlichere Konstruktion notwendig machen, sind gering anzuschlagen gegenüber dem grossen Vorteil, dass man im Gebirge von zwei gegebenen Standpunkten aus auch die mehr seitwärts gelegenen Partien stereophotogrammetrisch bearbeiten kann. In ähnlicher Weise hat der Vortragende bereits vor zwei Jahren die von ihm untersuchten Pariser Mondphotographien bearbeitet. Die optischen Achsen waren hierbei unter rund 14^0 zu einander geneigt und die auf der Mondoberfläche erhaltenen Kurven gleicher scheinbarer Entfernung[2]) stellen sich dar als die Durchdringungskurven der Mondoberfläche mit der Oberfläche eines durch die beiden Standpunkte der Aufnahme und den Mond selbst gelegten Zylinders von kreisförmigem bezw. elliptischem Querschnitt. Der Vortragende zeigt an den von ihm vorgelegten Schnittkurven dieser Art, wie die Unregelmässigkeiten der Mondoberfläche hierbei ohne weiteres in die Erscheinung treten. In der Tat lässt sich nach diesem Verfahren nicht allein die Höhe der einzelnen Mondberge ohne Rücksicht auf ihre Schattenlänge bestimmen; es bietet sich auch die Möglichkeit, auf diese Weise ein wirkliches Modell der Mondoberfläche zu konstruieren.

Zum Schluss berichtete Dr. Pulfrich über ein neuerdings von ihm gefundenes Verfahren zum Vergleichen zweier Sternaufnahmen (ausführlich beschrieben in der Zeitschrift für Instrumentenkunde 1904, S. 161). Seit etwa drei Jahren nimmt die vom Vortragenden eingeführte Methode des stereoskopischen Vergleiches zweier Sternaufnahmen zum Zwecke der Erkennung von Bildverschiedenheiten, insonderheit zum Zwecke der Auffindung von Planeten, veränderlichen Sternen, Plattenfehlern und Parallaxen die erste Stelle ein, und ihr grosser Wert für diese Zwecke ist durch eine Reihe von astronomischen Arbeiten experimentell bestätigt worden. Der Vortragende zeigt, dass diese Vorteile durchaus nicht an das stereoskopische Sehen gebunden sind. In der That existiert, wie der Vortragende neuerdings gefunden hat, noch eine andere Methode, die für die in Frage stehenden Aufgaben sogar noch leistungsfähiger ist als die stereoskopische Methode. Das Verfahren gründet sich auf die optische Vereinigung der beiden auf dem Stereo-Komparator liegenden Sternplatten in dem gemeinsamen Okular zweier Mikroskope. Die Bilder können daher nicht allein in beliebiger Über- und Nebeneinanderlagerung gleichzeitig betrachtet werden, sie lassen sich auch, und das ist das Wesentliche der neuen Methode, in rascher Aufeinanderfolge einzeln betrachten. Hierbei kommen dann die Ungleichheiten der beiden Platten durch Hin- und Herspringen der Sterne und ihrer Ränder bezw. ihr plötzliches Auftreten im Gesichtsfeld in viel aufdringlicherer Weise zur Geltung wie im stereoskopischen Sehen, etwa nach Art des Blinkens der Leuchtfeuer am Meere, bezw. des Aufleuchtens der Reklameschilder in Städten usw. Im übrigen bleibt die Einrichtung des Stereokomparators unverändert, das Stereomikroskop und das monokulare Vergleichsmikroskop sind austauschbar, so dass jetzt auch diejenigen Personen, die nicht stereoskopisch sehen können, imstande sind, den Stereokomparator unter Zuhilfenahme der vorliegenden sogenannten Blinkmethode mit Vorteil für die genannten Zwecke zu verwenden.

Die Anwendbarkeit der vorliegenden Methode bleibt natürlich nicht auf den Vergleich zweier Sternplatten beschränkt. Sie eignet sich in hohem Masse auch für den Vergleich von Massstäben und Sternspektren zur Er-

1) Man vergleiche die Arbeit des Herrn Geheimen Admiralitätsrat Rottock über Meereswellenbeobachtungen, Ann. der Hydrographie etc., 1903, S. 329.

2) Vergleiche die diesbezügliche Veröffentlichung des Herrn Oberst Laussedat im Bulletin de la Société Astronomique de France, 1903, S. 395, sowie den von Pulfrich auf der Astronomischen Versammlung in Göttingen am 5. August 1902 gehaltenen Vortrag, V. J. d. Bd. 37, S. 211.

kennung und Messung etwaiger Verschiedenheiten, sowie ganz allgemein zur genauesten Prüfung der Identität von Münzen, Papierscheinen und Dokumenten, für welche bisher die stereoskopische Methode in erster Linie in Vorschlag gebracht worden ist. Über eine in der Ausführung begriffene Spezialkonstruktion nach diesem Verfahren für die Untersuchung von Spektren und Massstäben wird später berichtet werden.

Weshalb das vorliegende Verfahren für alle diese Aufgaben den Vorzug vor der stereoskopischen Methode verdient, ergiebt sich aus dem Umstande, dass im stereoskopischen Sehen nur diejenigen Bildpunktverrückungen als Tiefenunterschiede in die Erscheinung treten, die in der Richtung der Verbindungslinie der beiden Augen gelegen sind, während das vorliegende Verfahren auf jede beliebig gerichtete Differenz in gleicher Weise reagiert.

Die sämtlichen, von der Firma Carl Zeiss in Jena hergestellten Instrumente wurden während der Dauer der Versammlung in der mit derselben verbundenen Ausstellung wiederholt den einzelnen Interessenten vorgeführt und erläutert.

R. Müller-Uri (Braunschweig), Vorführung von Vakuumapparaten.[1])

Die Vakuumröhren, welche ich Ihnen vorführe, werden obgleich zum grössten Teile nicht neu, dennoch in zweifacher Hinsicht von Interesse sein.

Dieselben zerfallen in zwei Gruppen, von denen die eine durch in Serien montierte Vakuumröhren gebildet wird. Diese Einrichtung bezweckt Verminderung des Aufwandes an Zeit und Arbeit bei der Vorführung. Die andere Gruppe besteht aus Vergrösserungen der Modelle der Hochvakuumröhren. (Diese geben besonders für grosse Auditorien die Möglichkeit, auch den ferner sitzenden Hörern die interessanten Lichterscheinungen zur Anschauung zu bringen.)

Zur ersten Gruppe bildet die Original-Vakuumskala nach Cross die Einleitung. Sie giebt in ihren 6 zylindrischen Röhren ein klares Bild der fortschreitenden Luftverdünnung und der für die Hauptstadien charakteristischen Lichterscheinungen, — wie man solche in einem mit der arbeitenden Quecksilber-Luftpumpe verbundenen Rohre wahrnimmt. Um die interessanten Lichterscheinungen an den Polen besser studieren zu können, sowie den Einfluss der Elektroden-Gestaltung zu zeigen, ist das eine Ende der Röhre stets mit einer Stiftelektrode, das andere mit einer Scheibenelektrode versehen worden.

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 20. September.

Die in den Röhren der Vakuumskala verbliebenen Druckwerte sind, in Millimeter-Quecksilber-Säule ausgedrückt, folgende:

für No. 1 circa 40 mm Druck (leuchtender Faden, de la Rive)
für No. 2 circa 10 mm Druck (Auflösung des leuchtenden Fadens, de la Rue)
für No. 3 circa 6 mm Druck (das homogene Licht der typischen Geisslerschen Röhre)
für No. 4 circa 3 mm Druck (geschichtetes Licht, Gassiotsche Kaskaden)
für No. 5 circa 0,14 mm Druck (sogenanntes Teslalicht, leuchtende Wolken)
für No. 6 circa 0,04 mm Druck, (Crookessche Glasfluoreszenz bezw. Röntgen-Vakuum).

Als nächste Nummer der ersten Gruppe folgt die Geisslerröhrenserie Kompendium, deren Röhren annähernd gleiche Luftverdünnung besitzen und der No. 3 der Vakuumskala ungefähr entsprechen.

In dieser Serie sind die 6 Hauptarten der Geisslerröhren-Klasse durch besonders schöne Exemplare vertreten:

No. 1. Das cylindrische Rohr mit dem typisch homogenen Geisslerlichte.

No. 2. Das Verzierungsrohr mit Uranglasspiralen zeigt in den Kapillarendstücken die Erhöhung der Lichtstärke durch Verminderung des Querschnittes (die bei den Spektralröhren verwendete Eigenschaft). Diese Röhre ist der Haltbarkeit wegen in einen Schutzmantel eingeblasen.

No. 3. Ist mit einer nachleuchtenden Gasart gefüllt, die nach Ausschaltung des Stromes noch kurze Zeit eine Art Phosphoreszenz zeigt.

No. 4. Eine Compoundröhre, in deren beiden Abteilungen zwei verschiedene Gase eingelassen sind.

No. 5. Die Röhre mit phosphoreszierender Substanz, welche nach Unterbrechung des Stromdurchganges weiter leuchtet (z. B. doppelt geglühtes Calciumsulfat.)

No. 6. Die Röhre mit fluoreszierenden Lösungen (Fluoreszeïn grün, schwefelsaures Chinin blau, Eosin rot, u. s. w.).

Das nun folgende Serienbrett ist besonders für kugelförmige Apparate passend, die auf dem Serienbrette angeordnet und untereinander verbunden, gleichzeitig erleuchtet werden und daher geeignet für Vorführung von Apparaten gleicher Gattung, z. B. mehrerer der Mineralröhren nach Crookes, welche schöne Lichteffekte geben. Diese Serienbretter können mit Schiebekontakten zur succesiven Einschaltung versehen werden. Von dieser Gattung der Vakuumröhren kommen wir zur 2. Gruppe, den extragrossen Hoch-Vakuumröhren.

Wie eingangs erwähnt, sind diese infolge entsprechender Dimensionierung auch für we-

niger scharfe Augen in den grössten Auditorien noch auf den weit abliegenden Plätzen sichtbar. (Als erste der extragrossen Röhren wurde vor einigen Jahren schon für Herrn Prof. Dr. Lenard die Röhre mit umlegbarem grossen Schattenkreuz nach Crookes hergestellt.) Die übrigen kugelförmigen Röhren der Serie folgten dem bald und neuerdings sind auch die cylindrischen Röhren mit Leuchtschirm zur Demonstration des ablenkbaren Lichtstreifens sowie die Pulujschen Lampen in ausserordentlich grossen Exemplaren erzielt worden.

Diese extragrossen kugelförmigen Apparate legten ebenfalls den Wunsch nahe, auch die Röhrenserien in entsprechend grossen Abmessungen zu besitzen. Ich bin in der Lage, eine Vakuumskala vorzuführen, deren Röhren auf mehr als das Doppelte der Länge und Weite gebracht worden sind. Das hier vorhandene Exemplar besitzt Röhren von 125 cm Höhe bei 60 mm Durchmesser. Das erste Exemplar wurde für Herrn Prof. Dr. Münch geliefert.

Die Einschaltungen werden durch Kontaktschlitten hergestellt.

Ausser den oben beschriebenen und anderen neuen Vakuum-Apparaten sind im letzten Jahre aus meinem Institute viele neue oder wesentlich veränderte Konstruktionen hervorgegangen, von denen ich folgende besonders erwähne:

1. Verbesserte Kadmium-Spektralröhre nach Professor A. A. Michelson, die für den Gebrauch bis 300° C. zu erhitzen und mit Wechselstrom-Entladungen zu verwenden ist.

2. Neue Spektralröhre für Längs- und Querdurchsicht nach Grammont D. R. G. M. 215124 für Längsdurchsicht verwendet, bietet die Röhre das hellste und schärfste erzielbare Spektrum, weil die lange Kapillarstrecke die Gaskammern axial durchdringt und die scharfen Ränder, nahe der Wandung freistehen.

3. Spektralröhre mit reinem Silicium-Tetrafluorid ($SiFl_4$) zuerst für das Astrophysikalische Observatorium Potsdam geliefert.

C. Dieterici (Hannover), Über die Energie des Wassers und seines Dampfes bei hohen Temperaturen.[1])

In einer experimentellen Untersuchung über die Flüssigkeits- oder die spezifische Wärme des Wassers, welche ich mit dankenswerter Unterstützung der Jubiläumsstiftung der deutschen Industrie ausgeführt habe, gelang es mir, diese Grösse bis 300° C. hin zu verfolgen.

Das angewendete Verfahren bestand darin, dass eine abgewogene Quantität Wasser in ein evakuiertes Quarzrohr eingeschmolzen, auf eine sorgfältig gemessene hohe Temperatur erhitzt, und dann in ein Bunsensches Eiskalorimeter einfallen gelassen wurde. Die von dem Gefäss getragene Wärme wurde durch einen zweiten analogen Versuch bestimmt und durch die Differenz die Flüssigkeitswärme der eingefüllten Substanz ermittelt.

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 20. September.

Von den erhaltenen Resultaten seien hier nur diejenigen hervorgehoben, und weiter benutzt, welche sich auf hohe Temperaturen, d. h. über 100° C. beziehen.

Legt man die mittlere oder Bunsensche Kalorie zu Grunde, also den hundertsten Teil derjenigen Wärme, welche nötig ist, um 1 g Wasser von 0° C. auf 100° zu bringen, so lässt sich nach meinen Beobachtungen zwischen 100 und 300° die mittlere spezifische Wärme des Wassers zwischen t und 0° darstellen durch

$$c_m = 1{,}0160 - 0{,}0_3\,30286 \cdot t + 0{,}0_5\,1434 \cdot t^2,$$

also die spezifische Wärme bei t durch

$$c_t = 1{,}0160 - 0{,}0_3\,6057 \cdot t + 0{,}0_5\,4302 \cdot t^2.$$

Hiernach nimmt die spezifische Wärme des Wassers mit steigender Temperatur beträchtlich zu, um so stärker, je höher die Temperatur steigt.

Dieses Verhalten, welches ich in gleicher Weise früher schon bei CO_2 und Isopentan beobachtet habe, ist nicht überraschend, wenn man die bekannte Gleichung der mechanischen Wärmetheorie für die spezifische Wärme c_s unter dem Sättigungsdruck

$$c_s = c_v + T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \cdot \frac{dv_s}{dT}$$

heranzieht, welche sagt, dass die gesamte beobachtete Wärme c_s in zwei Teile zerfällt, von denen der erste dazu dient, die Warmheit der Substanz (Helmholtz) zu erhöhen, der zweite Teil auf innere Arbeit verwendet wird. Der zweite Teil wächst aber mit steigender Temperatur, weil sowohl T wie die Flüssigkeitsausdehnung $\frac{dv_s}{dT}$ zunimmt; letztere um so mehr, je näher die Temperatur der kritischen kommt.

Bei meinen Versuchen ist, streng genommen, nicht die spezifische Wärme c_s unter Sättigungsdruck beobachtet, sondern die Energieänderung. Denn da die Substanz in einem vollständig geschlossenen Gefäss erhitzt wurde, ist äussere Arbeit überhaupt nicht geleistet, also alle beobachtete Wärme auf Energieänderung verwendet. Nur weil die spezifische Wärme c_s sich von der Energieänderung um die verschwindend kleine mit der Flüssigkeitsausdehnung verbundene äussere Arbeit $p_s \cdot \frac{dv_s}{dt}$ unterscheidet, sind beide Grössen als gleich behandelt.

Wir sind gewohnt, uns den Zustand einer

Substanz durch die bekannten Druckisothermen und die die Sättigungspunkte verbindende Sättigungs- oder Grenzkurve im pv Blatt darzustellen. Diese Darstellung ist immer von Vorteil, wenn es sich um Arbeitsvorgänge handelt; zur Übersicht der kalorischen Verhältnisse ist es von erheblich höherem Nutzen, das Energiediagramm oder die Energie-Isothermen in einem Uv Blatt zu konstruieren.

Hierzu liegen die nötigen Daten für Wasser vor; denn durch die Flüssigkeitswärme ist der Energieüberschuss der Flüssigkeit bei t^0C. und unter dem Dampfdruck über dem als Nullniveau hier angenommenen flüssigen Zustand bei 0^0 gegeben. Ferner können wir die Energieänderung beim Übergang aus dem flüssigen Zustand in den des gesättigten Dampfes bei t^0 durch die innere Verdampfungswärme bei t entweder berechnen, wenn die nötigen Daten über Druck und Volumen des gesättigten Dampfes vorliegen, oder direkt aus kalorimetrischen Beobachtungen entnehmen. Endlich sind drittens von Ramsay und Young die Drucke, welche der ungesättigte Wasserdampf zwischen 140^0 C. und 270^0 C. bei verschiedenem Volumen ausübt, beobachtet und da die Energieänderung mit dem Volumen bei konstanter Temperatur immer durch

$$\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_T = T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p$$

gegeben ist, so kann man aus den beobachteten Drucken die Energieänderung berechnen.

Das Ergebnis der Berechnung ist in dem obigen Uv Diagramm wiedergegeben, in welchem der Energieüberschuss[1]) über dem willkürlich angenommenen Nullniveau der Energie des flüssigen Zustandes bei 0^0 C. als Ordinate zum Volumen als Abszisse bei konstanter angegebener Temperatur in Kalorien gemessen eingetragen ist. Die Kurven geben die Energie-Isothermen des Wasserdampfes, die gerade geneigte Linie, welche den Übergang aus dem flüssigen in den Zustand gesättigten Dampfes entspricht, hat bei dem Massstab der Zeichnung nicht zum Ausdruck gebracht werden können.

Die U-Isothermen zeigen alle das gemeinsame charakteristische Merkmal, dass sie von den Sättigungspunkten steil ansteigen, ihre Neigung vermindert sich und allmählich gehen sie in gerade der Abzsissenachse parallele Linien über.

Der Endzustand, bei dem $U =$ konst., d. h. unabhängig vom Volumen ist, ist, soweit die Beobachtungen reichen, zwar annähernd, aber noch nicht vollkommen erreicht. Er tritt erst ein, wenn der ideale Gaszustand eintritt. Die Kurve, welche die Sättigungspunkte verbindet, ist die Energiekurve der Grenzzustände.

Auf die Folgerungen, welche aus dem Energie-Diagramm über die für die Technik besonders wichtigen Grössen der spezifischen Wärme des überhitzten Wasserdampfes unter verschiedenen Bedingungen abgeleitet werden können, sei hier nicht eingegangen, sondern nur eine wichtige Folgerung prinzipieller Art gezogen.

Die spezifische Wärme c_v des Dampfes erhält man unmittelbar aus dem Energiediagramm, indem man die Energiedifferenz bei konstantem Volumen abliest und sie durch die Temperaturdifferenz dividiert.

Aus dem Energiediagramm ist nun sofort ersichtlich, dass, da die Energie-Isothermen bei grossem Volumen nahezu parallel und in nahezu gleichen Abständen voneinander verlaufen, c_v nahezu unabhängig von Volumen und Temperatur ist, also die Forderung der kinetischen Gastheorie nahezu erfüllt ist.

Bildet man aber c_v oder die Energiedifferenz zwischen zwei aufeinander folgende U-Isothermen für kleinere Volumina, welche also dem Sättigungspunkte näher liegen, so ist sofort ersichtlich, dass c_v wachsen muss, weil die untere Isotherme sich ihrem Sättigungspunkte zu stärker gesenkt hat, als die obere, welche ihrem Sättigungspunkte noch ferner ist.

Folglich ist c_v bei konstant erhaltener Temperaturdifferenz vom Volumen abhängig in der Art, dass, wenn $v = v_s$ dem Sättigungsvolumen ist, c_v einen maximalen Wert hat und von diesem mit wachsendem Volumen abnimmt.

Bildet man weiter bei $v = v_s$ die Energiedifferenzen zwischen je zwei aufeinander folgenden Temperaturen, so ist aus dem Diagramm sofort ersichtlich, dass c_v bei festgehaltenem Volumen, aber steigender Temperatur abnimmt.

Demnach ist c_v Volumen und Temperatur-

1) Um Missverständnis auszuschliessen, sei bemerkt, dass unter Energieüberschuss im Sinne der mechanischen Wärmetheorie die auf Energieänderung verwendete, dem System zugeführte Wärmemenge verstanden ist, nicht die Änderung des Energie-Inhaltes der Substanz im Sinne der kinetischen Gastheorie.

funktion der Art, dass von dem maximalen Wert, der im Sättigungszustand eintritt, c_v bei konstant erhaltener Temperatur mit wachsendem Volumen und bei konstant erhaltenem Volumen mit steigender Temperatur abnimmt.

Dies Ergebnis ist für die Bildung der Zustandsgleichung von erheblicher Bedeutung; denn es lässt sich nachweisen, dass, wenn man in der allgemeinen Zustandsgleichung

$$p + \pi = \frac{RT}{v-b},$$

nach welcher sich der thatsächliche Druck p und der Kohäsionsdruck π zu dem Gesamtdruck ergänzen, welcher sich für ein ideales Gas unter Berücksichtigung der van der Waalsschen Volumenkorrektion berechnen lässt, π mit v. d. Waals als unabhängig von T annimmt, sich als notwendige Konsequenz ergiebt: c_v unabhängig von T im Widerspruch mit dem obigen Ergebnis.

Umgekehrt kann man aber nicht den Kohäsionsdruck π als Funktion von T auffassen und zugleich die obige allgemeine Form der Zustandsgleichung festhalten, ohne mit den Folgerungen der mechanischen Wärmetheorie in Widerspruch zu geraten, welche zur Zustandsgleichung

$$p + \pi = T\left(\frac{dp}{dT}\right)_v$$

führen. Diese Zustandsgleichung ist gültig, auch wenn π Funktion von T ist, sie giebt die erste Form wieder, wenn man diese Forderung fallen lässt. Die letztere Form sagt durch

$$\pi = T\left(\frac{dp}{dT}\right)_v - p = \left(\frac{dU}{dv}\right)_T$$

auch zugleich aus, dass die richtige Hypothese für den Kohäsionsdruck auch zugleich die Gleichung der Energie-Isotherme enthält, also das Fundamentalproblem der mechanischen Wärmetheorie nach der Energiefunktion einer Substanz beantwortet.

Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Reinganum-Münster: Ich habe in meiner Dissertation versucht, vom Energieinhalt auszugehen, und habe dazu die Virialgleichung benutzt. Ich glaube immer noch, es ist richtig, dieselbe zu Grund zu legen. Das Virial der inneren Kräfte ist $\Sigma r \cdot f(r)$, wobei r die Entfernung und $f(r)$ die Kraft zwischen den einzelnen Massenpunkten ist. Die innere Energie ist diesem Ausdruck proportional. Ich glaube, es ist immer noch sicherer, von dieser Beziehung zwischen Virial und innerer Energie zur Aufstellung der Zustandsgleichung auszugehen, als von der Gleichung $(c_p - c_v) = (\pi + p)\frac{dv}{dt}$. Denn die Deutung des inneren Druckes und seine Behandlung analog dem äusseren Druck, die in dieser Gleichung liegt, ist nur eine Analogie und nicht streng mechanisch begründet. Streng mechanisch kann man nur von der Virialgleichung ausgehen.

Eine zweite Bemerkung möchte ich noch machen, die sich auf die Änderung der spezifischen Wärme mit dem Volumen bezieht. Hier habe ich in meiner Dissertation den allgemeinen Verlauf schon aus den Versuchen von Amagat und Young festgestellt. Aus ihnen kann man nämlich den Gang auch des zweiten Differentialquotienten $\frac{d^2p}{dt^2}$ als Funktion des Volumens und der Temperatur wenigstens angenähert bestimmen, und somit auch die Änderung der spezifischen Wärme mit dem Volumen, denn diese ist

$$\frac{\partial c_v}{\partial v} = T\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}.$$

Aus den Versuchen von Amagat und Young geht nun mit Sicherheit hervor, wie in meiner Dissertation gezeigt ist, dass die spezifische Wärme c_v ein Maximum hat, das ungefähr bei dem kritischen Volumen liegt. Auch die von mir aufgestellte Zustandsgleichung hat vor anderen den Vorteil, dass sie mindestens qualitativ diesen Gang der spezifischen Wärme richtig wiedergiebt. Bei grösseren Voluminen als das kritische ist $\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$ negativ, unterhalb des kritischen Volumens ist es positiv.

Herr Prof. Dieterici hat dieses Maximum experimentell gefunden; ich möchte daher hervorheben, dass ich das Vorhandensein desselben vorher schon rechnerisch festgestellt habe.

Dieterici: ad 1. Als Ausgangspunkt zur Bildung der Zustandsgleichung das Virialprinzip zu nehmen, ist mathematisch sehr wohl und sicher begründet, nur ist es schwierig, die richtige Annahme über die Kräftefunktion zu finden. Die Fundamentalgleichung, dass die Differenz der spezifischen Wärmen $c_p - c_v$ aus der Arbeit gegen den äusseren und den Kohäsionsdruck besteht, scheint mir physikalisch ein ebenso sicherer Ausgangspunkt zu sein. Das Mangelhafte der Formel von van der Waals ist, dass in ihr der Kohäsionsdruck angesehen wird als bedingt allein durch die Verminderung der Energie der fortschreitenden Bewegung in der Volumeneinheit, während die mechanische Wärmetheorie zeigt, dass die Gesamtenergie berücksichtigt werden muss.

ad 2. Was die zweiten Differentialquotienten betrifft, nun, es ist schon schwierig, aus den direkten Druckbeobachtungen den ersten Differentialquotienten zu bilden. Bei dem zweiten ist es noch schwieriger und unsicherer. Nun haben Sie Recht, dass Sie in Ihrer Dissertation berechnet haben, was ich später an CO_2 und Isopentan beobachtete, das c_v beim kritischen Volumen ein Maximum hat. Aber das bezog sich nur auf die spezifischen Wärmen in den Sättigungspunkten. Einer Ausdehnung der Berechnung auf das weite Gebiet des ungesättigten oder überhitzten Dampfes aus der die Änderung des c_v mit v und T erkennbar wäre, bin ich weder in ihrer Arbeit noch überhaupt in der gesamten Litteratur begegnet und, da ich das für neu hielt, habe ich es hier vorgebracht.

Reinganum: Mir wäre es nicht möglich, etwas über die Zustandsgleichung streng zu berechnen, wenn ich nicht von der Virialgleichung ausginge.

Lummer-Berlin: Wie Sie vielleicht wissen, haben vor längerer Zeit Pringsheim und ich das Verhältnis der spezifischen Wärmen für Wasserstoff, Sauerstoff, Kohlensäure und Luft bestimmt. Unsere Methode, die Abkühlung des ausgedehnten Gases direkt durch das Bolometer zu messen, schien uns berufen, die Frage zu entscheiden, ob $\frac{c_p}{c_v}$ von der Temperatur abhängt. Wenn diese Abhängigkeit wohl auch nur bei Gasen mit innerer Arbeit zu erwarten ist (welcher Frage speziell Boltzmann ein grosses Interesse entgegenbrachte), so möchte ich mir doch die Frage erlauben, ob der Herr Vortragende aus seinen Versuchen, welche meines Erachtens sicher ergaben, dass c_v eine deutliche Abhängigkeit von der Temperatur zeigt, schon jetzt einen Schluss ziehen kann über die Abhängigkeit von c_p und damit über die Abhängigkeit des Verhältnisses $\frac{c_p}{c_v}$ von der Temperatur.

Dieterici: Man kann direkt c_p aus dem Diagramm entnehmen. Man braucht bloss die Energiedifferenz zu nehmen zwischen Punkten, wo gleicher Druck besteht, und die äussere Arbeit hinzu addieren. Thun Sie das, so sehen Sie folgendes: Punkte von gleichem Druck liegen bei höheren Isothermen bei höherem Volumen. Bildet man also c_p, so hat man zu c_v die äussere Arbeit und die Energieänderung der oberen Isotherme hinzuzufügen, welche zwischen der Volumvergrösserung liegt. Ist v so gross gewählt, dass die obere Energie-Isotherme schon horizontal verläuft, so ist letzterer Betrag null. Ist v aber nahe dem Sättigungszustand der niederen Temperatur, so ist die Energieänderung der oberen Isotherme, weil sie hier noch gekrümmt ist, zu berücksichtigen. Im wesentlichen muss aber c_p das analoge Verhalten zeigen wie c_v, d. h. ein Maximum in der Nähe der Sättigung haben.

Es wäre höchst interessant, wenn man $\frac{c_p}{c_v}$ hier verfolgen könnte, aber es wird sehr schwierig sein, da man es immerhin mit 20—30 Atm. Druck zu thun hat.

Pringsheim-Berlin: Könnte man es nicht mit einer andern Substanz als Wasser leichter machen?

Dieterici: Wenn man stark verdichteten Dampf untersuchen will, wird man immer der Schwierigkeit, welche die hohen Drucke verursachen, begegnen.

W. Scheffer (Friedenau bei Berlin), Über Beziehungen zwischen stereoskopischen Aufnahme- und Beobachtungsapparaten.[1])

Wenn man ein mit erweitertem (grösser als 65 mm) Objektivabstand aufgenommenes Stereoskopbild mit einem Stereoskop betrachtet, dessen Linsen eine Brennweite gleich der der Aufnahmeobjektive haben, dann bekommt man, insonderheit, wenn man relativ nahe Objekte aufgenommen hat, einige eigentümliche Erscheinungen am Vorstellungsbild. Dieses Vorstellungsbild erscheint uns nämlich verkleinert, näher gerückt und in die Tiefe verzerrt. Wenn wir mit einem Helmholtzschen Telestereoskop naheliegende Objekte betrachten, so bemerken wir hierbei genau dieselbe Erscheinung. Dieselben erscheinen uns ebenfalls verkleinert, näher gerückt und in die Tiefe verzerrt. Besonders die Versuche mit dem Helmholtzschen Telestereoskop sind so interessant und überzeugend, dass ein Experimentieren mit diesem einfachen Instrument nicht eindringlich genug empfohlen werden kann.

Es giebt nun relativ einfache Formeln, die es ermöglichen, wenn die Daten des Aufnahme- und Betrachtungsapparates gegeben sind, das im Raume schwebende Vorstellungsbild, das bei der Betrachtung entstehen sollte, mathematisch festzulegen. Ich habe diese Formeln und ihre Anwendung in meinem Buch: „Anleitung zur Stereoskopie" auf das genaueste dargelegt. Rechnet man nun nach diesen oder irgendwelchen anderen zweckmässigen Formeln das im Raume stehende Vorstellungsbild aus, welches aus einer mit erweitertem Objektivabstand aufgenommenen

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 20. September.

Stereoskopaufnahme bei Betrachtung mit Linsen von derselben Brennweite entsteht, so kommt man zu dem überraschenden Ergebnis, dass das geometrisch ausgerechnete Bild zwar kleiner und näher gerückt, aber keineswegs in die Tiefe verzerrt erscheint. Das bei der Betrachtung entstehende Vorstellungsbild ist dagegen unter Umständen recht beträchtlich in die Tiefe verzerrt.

Dieser scheinbare Widerspruch zwischen der Berechnung und der Erfahrung liess sich relativ einfach begründen. Zunächst wird die scheinbare Annäherung und Verkleinerung dadurch erklärt, dass der Mensch durch ungeheuer lange Zeiträume hindurch an die Basis von ungefähr 65 mm als Augenabstand gewöhnt ist. Wenn auch diese Basis auf grössere Entfernungen ein ausserordentlich unsicheres Mittel der Entfernungsschätzung ist, so trägt sie doch wesentlich zur Wahrnehmung naher Entfernungen bei (Konvergenz der Augenachsen sowie Parallaxe aus der verschiedenen Lage der Projektionscentren der beiden Augen). Die Menschheit ist nun gewöhnt, alle wahrgenommenen Entfernungen auf die Basis von 65 mm zu beziehen, sie zur Bildung des Urteils als wesentlichen Faktor zu benutzen. Wenn wir plötzlich diese Basis etwa durch das Helmholtzsche Telestereoskop ändern, so wird zunächst eine eigentümliche (psychologische) Unsicherheit unseres Urteils entstehen, da der uns gewohnte konstante Faktor verändert ist. Da wir aber gar nicht in der Lage sind und in keiner Weise Erfahrungen haben, die uns ermöglichen, eine veränderte Pupillendistanz als Grundlage unserer Schätzung anzunehmen, so werden wir, so gut es geht, die alte uns geläufige Basis von 65 mm auch auf die neuen Verhältnisse anwenden. Man kann sich an einer einfachen Figur mit einigen Strichen klar machen, dass die Objekte um so viel näher und kleiner erscheinen müssen, als die neue Basis grösser war, wie die normale Pupillendistanz des Beobachters.

Der Mensch hat bekanntlich eine Pupillendistanz von ungefähr 65 mm.

Machen wir nun die Annahme, wir könnten unsere Pupillendistanz beliebig verändern — was wird die Folge sein?

Durch eine grosse Menge von Erfahrungen ist der Mensch gewöhnt worden, aus der Konvergenz der Augenachsen auf die Entfernung eines Gegenstandes zu schliessen.

Nehmen wir zunächst an, dass wir den Punkt P in Fig. 1 mit normaler Pupillendistanz LN betrachten. Der Punkt wird in einer gewissen Entfernung angenommen werden, die infolge langer Übung des Menschengeschlechtes der wahren Entfernung entspricht.

Nun erweitern wir plötzlich unsere Pupillendistanz auf L_1N; der Konvergenzwinkel ist gewachsen, und zwar von α zu α_1 geworden.

Da wir aber nicht daran gewöhnt sind und es aller Erfahrung widerspricht, mit erweitertem Augenabstand zu sehen, werden wir versuchen, uns den veränderten Verhältnissen im Geiste, so gut es eben geht, auf Grund alter bewährter Erfahrungen anzupassen.

Der einfachste Weg hierzu ist, eine Annäherung des Punktes um soviel anzunehmen, dass der neue Konvergenzwinkel mit der alten Pupillendistanz erreicht wird. Diese scheinbare Annäherung, die rein subjektiv ist, können wir mathematisch bestimmen:

In Fig. 1 haben wir nämlich laut Konstruktion die Gleichung

$$\frac{PN}{PN'} = \frac{L_1N}{LN'} (LN' = LN)$$

In Worten: Die subjektiven Entfernungen sind umgekehrt proportional der Basis.

Es besteht nun noch eine Erfahrung, die hier berücksichtigt werden muss, nämlich — wenn ein Gegenstand uns näher rückt, erscheint

Fig. 1. Fig. 2.

er uns unter einem grösseren Gesichtswinkel, und es ist die Vergrösserung durch Annäherung direkt proportional der Tangentenfunktion der Gesichtswinkel. Da uns ein mit erweiterter Pupillendistanz betrachteter Körper zwar näher, aber durchaus nicht grösser erscheint, so nehmen wir, wieder auf Grund der Erfahrung, eine Verkleinerung an — eben weil der nähergerückte Körper von Rechtswegen grösser erscheinen sollte.

Die subjektive Grösse der Objekte ist also ebenfalls umgekehrt proportional der Basis.

Es ist dann noch ein dritter Punkt zu diskutieren: Die Tiefenwahrnehmung.

In Fig. 2 ist angenommen, dass die Tiefenstrecke PP_1 so kurz ist, d. h. uns unter einem

so kleinen Sehwinkel (β) bei normaler Pupillendistanz erscheint, dass wir sie als Tiefe gerade nicht mehr wahrnehmen. Bei der erweiterten Pupillendistanz $L_1 N$ genügt $\measuredangle \beta_1$ gerade, um die Punkte getrennt zu sehen, also ein Minimum von Tiefe wahrzunehmen

$$\frac{\text{tang}\ \alpha}{\text{tang}\ \alpha_1} = \frac{LN}{L_1 N} \cdot \frac{\text{tang}\ \gamma}{\text{tang}\ \gamma_1} = \frac{LN}{L_1 N}.$$

Da die Winkel α und γ sehr klein sind, können wir statt der Tangenten direkt die Winkel setzen:

$$\frac{\alpha}{\alpha_1} = \frac{\gamma}{\gamma_1} = \frac{LN}{L_1 N} \text{ also auch } \frac{\alpha - \gamma}{\alpha_1 - \gamma_1} = \frac{LN}{L_1 N}$$

$$\measuredangle \beta = \measuredangle \gamma - \measuredangle \alpha \text{ (da } \measuredangle \beta = 180^\circ - \measuredangle \alpha - (180 - \measuredangle \gamma))$$

$$\measuredangle \beta_1 = \measuredangle \gamma_1 - \measuredangle \alpha_1$$

also

$$\frac{\beta}{\beta_1} = \frac{LN}{L_1 N}$$

In Worten: die subjektive Tiefenwahrnehmung (das Tiefenvorstellungsvermögen) ist direkt proportional der Basis.

Wenn wir also etwa mit einem Telestereoskop nahe Objekte betrachten, gelten die hier entwickelten Sätze.

Nachdem diese psychologische Begründung der eigentümlichen Erscheinung gefunden war, wurde der Versuch gemacht, ein Stereoskop zu finden, welches bei beliebigem Objektivabstand aufgenommene Objekte ohne Verzerrung zeigt. Durch Rechnung wurde gefunden, dass dieser Bedingung ein stereoskopisches Instrumentarium entspricht bei dem folgende Gleichung erfüllt ist:

Brennweite der Aufnahmeobjektive dividiert durch die Distanz der Aufnahmeobjektive ist gleich Brennweite der Stereoskoplinsen dividiert durch die Pupillendistanz (65 mm).

Dieses stereoskopische Instrumentarium erfüllt noch die weitere sehr wesentliche Bedingung, dass das Vorstellungsbild genau unter denselben Winkeln im Raume erscheint, wie das Objekt selbst. Dieser Umstand erhöht das Lebendige und Naturgetreue der körperlichen Vorstellung ganz ausserordentlich. Das Wesentliche dieser neuen Forderung für die Abstimmung stereoskopischer Aufnahme- und Betrachtungsapparate besteht darin, dass der Stereoskopiker in keiner Weise an irgendein bestimmtes Format gebunden ist, sondern seinen Betrachtungsapparat ohne weiteres seinem Aufnahmeapparat anpassen kann. Früher hatte man, um absolut naturgetreue Vorstellungsbilder zu gewinnen, nur das sog. Orthoformat zur Verfügung, d. h. ein Format gewöhnlich 6 cm × 13 cm, bei dem die Aufnahmeobjektive 65 mm Distanz hatten. Natürlich konnte dabei auch die Breite der Einzelbilder 65 mm nicht überschreiten.

Wenn man nach unserer Gleichung die Brennweite der Aufnahme-Objektive gleich der Brennweite der Stereoskoplinsen macht, kommt selbstverständlich ohne weiteres das Orthoformat heraus. Es ist das Orthoformat also ein spezieller Fall von vielen, und der Vorteil der hier neu aufgestellten Regel besteht eben darin, dass man grössere Objektivdistanzen anwenden, d. h. breitere Einzelbilder erzielen kann, ohne von den Grundforderungen der Orthostereoskopie abzuweichen, eine Thatsache, die bisher nicht bekannt war. Es ist interessant zu erwähnen, dass bereits Helmholtz hier und da die Äusserung gethan hat, man bekomme mit Stereoskopen von kürzerer Brennweite bei der Betrachtung bessere Resultate, als mit solchen von längerer Brennweite. Bekanntlich wurden zu Helmholtz' Zeiten fast nie Stereoskopbilder mit 65 mm Objektivdistanz aufgenommen, sondern immer mit einer weit kleineren, und es ist anzunehmen, dass Helmholtz diese Verzerrung und ihr Verschwinden bei Betrachtung mit kurzbrennweitigen Stereoskopen wohl bemerkt hat und hierauf seine Angabe gründet. Wenn nämlich die Objektivdistanz eine grössere war, als die Pupillendistanz, so wird, wie leicht ersichtlich, die Brennweite der Stereoskoplinsen eine kürzere werden, als die der Aufnahmeobjektive, ein Postulat, dem bisher kein einziges Stereoskop in exakter Weise genügen konnte, da die hier entwickelten Beziehungen bisher nicht auf die praktische Stereoskopie angewendet wurden. Die Firma C. P. Görz-Friedenau hat es übernommen, ein Präzisions-Stereoskop zu bauen, welches allen wissenschaftlichen Anforderungen auf das genaueste entspricht. Die Mechanik des Instruments ist so eingerichtet, dass ein Modell für alle überhaupt vorkommenden Stereoskopformate in Bezug auf seine Triebbewegung, Bildträger, Verstellung etc. ohne weiteres passt. Die Linsen werden in verschiedener Brennweite geliefert und bei Herstellung eines Stereoskops ist nur die Brennweite sowie die Distanz der Aufnahmeobjektive anzugeben. Es wird alsdann in das Stereoskop ein Paar Betrachtungslinsen von passender Brennweite eingesetzt. Schafft sich der Besitzer eines solchen Stereoskops etwa Aufnahmeobjektive von anderer Brennweite, eine andere Kamera etc. an, so braucht er nur die beiden neuen Daten anzugeben, und er erhält ein Linsenpaar, welches er ohne weiteres gegen das alte einwechseln kann. Alle Linsen sind nach Leere gearbeitet, so dass die verschiedenen Linsenpaare ohne weiteres gegeneinander ausgewechselt werden können. Es steht zu hoffen, dass dies neue er-

weiterte Prinzip der Ortho-Stereoskopie speziell zu Lehrzwecken der Stereoskopie neue Verwendungsmöglichkeiten eröffnen wird. Denn bei den meisten wissenschaftlichen Darstellungen ist es durchaus nicht einerlei, ob man irgendeine körperliche oder eine vollkommene korrekte körperliche Vorstellung bekommt, und eine solche garantiert das hier beschriebene stereoskopische Instrumentarium.

Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Edler-Halle: Ich möchte mir die Anfrage erlauben, wie wird es bei dem Kopieren von Stereoskop-Aufnahmen, bei denen der Apparat etwas schräg gehalten wurde. Es liegen dann nach dem Umdrehen der Einzelbilder die Horizonte schräg nebeneinander. Stimmt das mit der Theorie?

Scheffer: Die Frage lautet, wenn ich recht verstanden habe, wie werden die Bilder hergestellt, wenn die Kamera beliebig geneigt gehalten wurde bei der Aufnahme. Nun, genau wie gewöhnliche, nur wird bei der Betrachtung das Stereoskop genau so gehalten, wie der Apparat bei der Aufnahme stand.

A. Köhler (Jena), Eine mikrophotographische Einrichtung für ultraviolettes Licht ($\lambda = 275\,\mu\mu$) und damit angestellte Untersuchungen organischer Gewebe.[1])

Wenn die Wirkungsweise des Mikroskopobjektivs vollständig dadurch zu erklären wäre, dass die von jedem Objektpunkt ausgehenden Strahlen sich in den konjugierten Bildpunkten vereinigten, dann wäre die streng ähnliche Wiedergabe der eingestellten Objektebene allein an die ausreichende Korrektion der Bildfehler geknüpft, deren Ursachen und Wirkungen uns die geometrische Optik kennen lehrt. Man pflegt allerdings im elementaren Unterricht zunächst die Wirkungsweise des Mikroskops ebenso wie die der übrigen optischen Instrumente unter dieser Voraussetzung zu erläutern, und es lässt sich auch nicht leugnen, dass diese Erklärung, abgesehen von dem didaktischen Wert, den sie bei der ersten Einführung in die Theorie der optischen Instrumente besitzt, auch in vielen und praktisch wichtigen Fällen mit der Beobachtung im Einklang zu stehen scheint. Bei dem Mikroskop tritt sie aber in Widerspruch zu den Thatsachen gerade in den Fällen, wo es sich um die Abbildung der feinsten, diesem Instrument noch zugänglichen Einzelheiten handelt. Den Grund dafür lehrt uns die Physik kennen: sie zeigt uns, dass den Lichtstrahlen, die die geometrische Optik als gegeben annimmt, eine reale Existenz nicht zukommt, dass vielmehr die Ausbreitung des Lichtes in ähnlicher Weise erfolgt, wie die Ausbreitung des Schalles in der Luft oder der Wellen auf einer Flüssigkeit. Nur solange bei der mikroskopischen Abbildung keine Dimensionen in Betracht kommen, deren Ausmasse der Wellenlänge des Lichtes vergleichbar sind, liefert die Annahme solcher Lichtstrahlen noch Resultate, die den Thatsachen nicht auffallend widersprechen: sind diese Bedingungen aber nicht erfüllt, so muss die Abbildung, unter Berücksichtigung der Wellennatur des Lichtes, als eine Beugungserscheinung behandelt werden.

Für das Mikroskop ist das, ziemlich zu gleicher Zeit, von Helmholtz für selbstleuchtende und von Abbe für beleuchtete Objekte geschehen.

Ohne weiter auf die Einzelheiten dieser Untersuchungen einzugehen, sei hier als deren wichtigstes Resultat nur hervorgehoben, dass eine objektähnliche Abbildung unter allen Umständen ihre Grenze finden muss, wenn die Ausmasse der Objektstruktur auf kleine Vielfache oder gar Bruchteile von der Wellenlänge des angewandten Lichtes herabsinken. Das sogenannte Bild giebt dann nicht mehr eine Projektion des Objekts auf die eingestellte Ebene einfach vergrössert wieder, sondern es bietet schliesslich nur noch eine, wenn man so sagen darf, schematische Wiedergabe von der Anordnung der Strukturelemente. Auch diese hört, bei periodischen Strukturen wenigstens, gänzlich auf, wenn die Abstände der Strukturelemente kleiner sind wie die halbe Wellenlänge des angewandten Lichtes: bei diesen Dimensionen liegt die Grenze des sogenannten Auflösungsvermögens.

Die schematische Wiedergabe einzelner Objekte, deren Ausdehnung nach zwei oder drei Dimensionen unter jene Grenze hinabgeht, findet allerdings unter günstigen Bedingungen, wie sie die von Siedentopf eingeführte Beleuchtungsmethode bietet, erst bei Ausmassen ihre Grenze, die viel kleiner sind, als die für die Grenze des Auflösungsvermögens angegebenen. Die Anwendung dieser Methode ist aber auf eben diese bestimmte Kategorie von Objekten beschränkt. Unter allen Umständen kann das Gebiet der objektähnlichen Abbildung nur dadurch erweitert werden, dass man Licht von kleinerer Wellenlänge benutzt. Die Wellenlänge λ des Lichtes ist mit zwei anderen Grössen, mit der Schwingungszahl N und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit V durch die Beziehung verknüpft

$$\lambda = \frac{V}{N}.$$

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 20. September.

Fig. 1. Mikroskop und Kamera auf der Tischplatte während der Aufnahme (etwa $^1/_6$ nat. Grösse).

S_1 Schraube zum Feststellen der Fussplatte für das Mikroskop; *P* Reflexionsprisma aus Bergkrystall, das das wagrecht einfallende Licht in die Achse des Mikroskops reflektiert; *Sp* Planspiegel zum Beobachten des Funkenbildes auf der Uranglasplatte; *D* Diaphragmenträger mit eingelegter Uranglasplatte, zur Seite geschlagen. Die übrigen Bezeichnungen sind unter Fig. 2 erklärt.

Hieraus ergiebt sich, dass eine Verkürzung der Wellenlänge gebunden ist 1. an eine Verminderung der Geschwindigkeit und 2. an eine Vergrösserung der Schwingungszahl.

Da man bei der mikroskopischen Beobachtung zunächst mit der Anwendung des weissen Lichtes zu rechnen hat, dessen wirksamstem Bestandteil, den hellgrünen Strahlen, eine Schwingungszahl von 545 Billionen zukommt, so ist man zur Erzielung möglichst kurzer Wellenlängen auf das unter 1 genannte Mittel angewiesen: man verwendet ein Medium, in dem die Lichtgeschwindigkeit klein ist, oder, was genau dasselbe sagt, ein Medium, dessen Brechungsexponent hoch ist. Das hochbrechende Medium muss, wenn die Erhöhung des Auflösungsvermögens wirklich voll eintreten soll, vom Objekt aus einerseits bis zur letzten sphärischen Fläche des Kondensors, andererseits bis zur ersten sphärischen Fläche des Objektivs reichen. Für diese Art des Gebrauchs bestimmte Objektive sind die bekannten Immersionsobjektive: Die Erhöhung des Auflösungsvermögens, die diese Objektive einem theoretisch vollkommenen Trockensystem gegenüber aufweisen, wird durch die numerische Apertur (das Produkt aus dem Sinus des halben Öffnungswinkels und dem Brechungsexponenten der Immersionsflüssigkeit) gemessen.

Die verbreitetsten Systeme dieser Art, die Systeme für homogene Immersion, weisen ein Auflösungsvermögen auf, das einem idealen Trockensystem gegenüber um 30—40 Proz. gesteigert ist; bei der seinerzeit von Abbe berechneten Monobromnaphtalinimmersion ist es sogar um 60 Proz. erhöht.

Der Gewinn jedoch, der durch das letztgenannte System theoretisch erreicht sein müsste, war praktisch in sehr vielen Fällen nicht nutzbar zu machen wegen gewisser Eigenschaften, die die hochbrechenden Einschlussmedien besitzen. Für eine grosse Zahl von Objekten, die in wässrigen Einschlussmedien untersucht werden müssen, sind solche Systeme überhaupt nicht mit Nutzen anwendbar. Ein wesentlicher Fortschritt auf diesem Wege erscheint ausserdem ausgeschlossen, da wir keine für diese Zwecke brauchbaren Medien von erheblich höherem Brechungsexponenten kennen.

Eine wesentliche Erhöhung des Auflösungsvermögens ist dagegen ohne die Anwendung

besonders stark lichtbrechender Medien möglich, wenn man von der Verwendung des weissen Lichtes absieht und ausschliesslich Licht von grösserer Schwingungszahl verwendet, d. h. blaues oder violettes Licht. Auf die Vorteile, die dessen Anwendung mit sich bringt, hat meines Wissens zuerst **Amici** hingewiesen, und man hat seitdem mehrfach bei der Untersuchung der feinsten Strukturdetails von diesem Mittel Gebrauch gemacht. Zur subjektiven Untersuchung hat man es allerdings meist nicht benutzt, da sowohl die Empfindlichkeit wie auch die Sehschärfe des Auges für dunkelblaues und violettes Licht schon ziemlich gering sind, auch wenn man sehr intensive Lichtquellen verwendet; man hat daher in der Regel die Mikrophotographie zu Hilfe genommen.

Fig. 2. Mikroskop und Kamera auf der Tischplatte während der Untersuchung und Einstellung (etwa $^1/_6$ nat. Grösse.)

B Fuss der Vertikalkamera; S_2 Klemmschraube zum Festklemmen der drehbaren geteilten Stange *St*; *H* verstellbarer Träger für den Sucher *E*; *J* und *K* verstellbare Träger für die Kamera; *Z* Zeitverschluss; *Sch* aufgezogener Schieber der Schiebekassette; *G* Griff des die photographischen Platten aufnehmenden, verschiebbaren Rahmens. Die übrigen Bezeichnungen sind dieselben wie in Fig. 1.

Ich bin nun noch einen Schritt weiter ge-

gangen und habe versucht, Licht von noch viel kürzerer Wellenlänge, ultraviolettes Licht, zu benutzen, das vom Auge überhaupt nicht mehr direkt wahrgenommen wird. Die Anwendung dieses Lichtes erfordert einen besonderen Beleuchtungsapparat, eine besondere optische Ausrüstung des Mikroskops, eine Vorrichtung zum Beobachten der an sich ja unsichtbaren Bilder, sowie eine mikrophotographische Kamera, die aber nicht wesentlich

Fig. 3. Beleuchtungsapparat für ultraviolettes Licht mit der Tischplatte. Grundriss (1/5 nat. Grösse).

F Funkenständer; K_1 Kollimator; P_1 und P_2 Prismen aus Bergkrystall, die die von der Lichtquelle *F* ausgehenden Strahlen verschiedener Wellenlängen trennen; K_2 Kollektor, der die Strahlen einer jeden Wellenlänge in einem Funkenbild vereinigt. Die aus dem Kollektor austretenden Strahlen der anzuwendenden Wellenlänge fallen dann auf das Reflexionsprisma *P* (Fig. 1) und werden von ihm dem Mikroskopkondensor zugeführt. Die erforderliche Aufstellung des ganzen Apparats ergiebt Fig. 4.

von der üblichen Konstruktionsform abweicht. Ein derartiger, vollständiger Apparat sowie Aufnahmen, die ich mit ihm hergestellt habe, sind von der Firma Zeiss ausgestellt. Eine Demonstration des Apparats selbst ist der Natur der Sache nach nur in einem ganz beschränkten Kreise möglich, und ich gestatte mir daher, die Herren, die sich näher dafür interessieren, zur Besichtigung des Apparats in der Ausstellung einzuladen. Hier möchte ich mich darauf beschränken, die Einrichtung kurz unter Benutzung von Lichtbildern zu besprechen und ein paar charakteristische Photogramme, die damit hergestellt sind, zu demonstrieren.

Als Lichtquelle benutze ich den zwischen Kadmium- oder Magnesiumelektroden überspringenden Funkenstrom einer Leydener Flasche, die durch ein Induktorium geladen wird. Die von der Lichtquelle ausgehenden Strahlen werden durch einen besonderen Beleuchtungsapparat mit Linsen und Prismen aus Bergkrystall zerlegt und das zur Anwendung kommende Licht von der Wellenlänge 275 $\mu\mu$ (bei Magnesium 280 $\mu\mu$) wird durch eine Irisblende abgesondert. Diese Blende bildet die Eintrittspupille eines Kondensors aus Bergkrystall, der an die Stelle der gewöhnlichen, aus Glas bestehenden Kondensorsysteme tritt. Er führt dann dieses Licht in Gestalt eines Strahlenkegels von grösserer oder kleinerer Apertur dem Objekt zu.

Das Objekt selbst liegt auf einem kleinen, aus Bergkrystall hergestellten Objektträger oder auf dünnen Plättchen aus U. V.-Glas und ist mit einem dünnen Deckplättchen aus geschmolzenem Quarz bedeckt. Als Einschlussmittel können Wasser, physiologische Kochsalzlösung, Glyzerin, Gemische von Glyzerin und Alkohol, sowie Vaselinöl dienen; die Anwendung von Kanadabalsam und ähnlichen Harzen ist dagegen ausgeschlossen, da sie zu undurchlässig sind.

Die Objektive sind nach einem ganz neuen, von Dr. von Rohr gefundenen Typus konstruiert. Sie bestehen aus einem einzigen Material — aus geschmolzenem Quarz — und sind nur sphärisch und für die Sinusbedingung korrigiert; eine chromatische Korrektion ist durch die Verwendung monochromatischen Lichtes überflüssig gemacht. Nach mehreren Versuchen haben wir uns für die Herstellung von drei Objektiven — Monochromaten, wie wir sie nennen — entschieden, deren Brennweiten und Aperturen (d. h. die Werte $n \sin u$) zugleich zur Bezeichnung dienen: es sind

6 mm n. A. 0,35; 2,5 mm n. A. 0,85; und 1,7 mm n. A. 1,25

Die beiden zuletzt genannten Systeme sind Immersionssysteme; als Immersionsflüssigkeit dient eine Mischung von chemisch reinem Glyzerin und Wasser, deren Brechungsexponent bis auf kleine Abweichungen mit dem des geschmolzenen Quarzes übereinstimmt.

Da die Wellenlänge des Lichtes, mit dem sie benutzt werden, nur halb so gross ist, wie die mittlere Wellenlänge des Tageslichts, so entspricht ihr Auflösungsvermögen demjenigen von Objektiven mit gerade doppelt so grosser Apertur: also 0,7, 1,7 und 2,5. Für diese Grössen, die hier also das Auflösungsvermögen in derselben Weise charakterisieren, wie es die

numerische Apertur bei der Verwendung von Tageslicht sei, schlage ich die Bezeichnung relatives Auflösungsvermögen vor.

Vergleichen wir das stärkste dieser Systeme — ebenso wie wir es vorhin mit den Immersionssystemen gethan haben — mit einem idealen Trockensystem, so finden wir eine Steigerung des Auflösungsvermögens um 150 Proz., während sie dort nur 30—40 Proz. betrug.

Die Okulare bestehen aus Bergkrystall, ihre Vergrösserungen (nach der von Abbe eingeführten Definition) dienen zugleich zur Bezeichnung; sie betragen 5, 7, 10, 14 und 20.

Zur Beobachtung und zum Einstellen des Bildes habe ich einen Hilfsapparat konstruiert, den ich „Sucher" benennen will. Er ist, wenn ich so sagen darf, ein künstliches Auge, das auf ultraviolettes Licht reagiert. Sein optischer Apparat besteht aus Bergkrystall, seine Retina aus fluoreszierendem Glas. Das auf dieser Retina entworfene Bild wird von dem Beobachter mit einer starken Lupe betrachtet. Dieses künstliche Auge ist weitsichtig; und zwar beträgt die Hypermetropie etwa drei Dioptrieen: hat man daher das Mikroskop so eingestellt, dass das Bild auf der fluoreszierenden Platte scharf erscheint, so wird es, wenn man an die Stelle des Suchers die photographische Kamera bringt, scharf auf die Mattscheibe projiziert, falls der Kameraauszug etwa 30 cm beträgt. Weicht die Kameralänge nur um wenige cm von diesem Betrag ab, so schadet das nichts; grössere Änderungen der Kameralänge sind nicht nötig, da die fünf Okulare eine ausreichende Abstufung der Vergrösserung zur Verfügung stellen.

Für subjektive Beobachtungen mit dem Sucher ist in erster Linie die Magnesiumlinie $\lambda = 280\ \mu\mu$ zu empfehlen, die, wie Pflügers Untersuchungen neuerdings bestätigten, an Intensität alle übrigen bekannten Lichtquellen im Ultraviolett weit übertrifft. Für photographische Aufnahmen ist dagegen die Kadmiumlinie $\lambda = 275\ \mu\mu$ anzuwenden, deren Licht homogener ist als das der Magnesiumlinie. Da die Objektive chromatisch nicht korrigiert sind, giebt die Kadmiumlinie schärfere Bilder. Bei diesen Aufnahmen benutzt man gewöhnliche, nicht orthochromatische Platten.

Die definitive Untersuchung der feinsten Einzelheiten ist nur mit Hilfe der Photographie möglich; die Überlegenheit der photographischen Platte gegenüber fluoreszierenden Schichten tritt hier ebenso deutlich zu Tage, wie bei den Spektraluntersuchungen im Ultraviolett.

Schon bei meinen ersten orientierenden Untersuchungen fand ich nun, dass durch die Anwendung des ultravioletten Lichtes nicht nur

666.

Fig. 4. Schema für die Aufstellung des Apparats. Grundriss ($^1/_{10}$ nat. Grösse).

a b c d Tischplatte für das Mikroskop und die Kamera mit den Unterlagen für die Stellschrauben der Fussplatte und der Kamera. Sie wird auf einen Tisch von gewöhnlicher Höhe aufgelegt. *e f g h* Tischplatte für den Beleuchtungsapparat mit den Unterlagen für dessen Stellschrauben. Sie wird auf einem Tisch oder Schränkchen aufgestellt, dessen Höhe 23 cm niedriger ist wie die des obengenannten. Zur Beleuchtung bei der Durchmusterung der Präparate mit einem Achromaten dient eine Lampe (Glühlampe z. B.), die bei L_1 oder L_2 aufgestellt wird. Steht sie bei L_1, so werden die Strahlen an der letzten Fläche des Prismas P_2 (Fig. 3) teilweise in der Richtung der Achse des Kollektors K_2 reflektiert und gelangen nach einer weiteren Reflexion an dem Prisma P (Fig. 1) zum Kondensor des Mikroskops. Steht die Lichtquelle bei L_2, so fallen ihre Strahlen direkt auf das Prisma P; sie muss selbstverständlich entfernt werden, wenn das ultraviolette Licht in das Mikroskop eintreten soll. *i* ist ein fluoreszierender Schirm, der beim Aufstellen des Apparats zur Orientierung im Funkenspektrum dient.

das Auflösungsvermögen auf einen Betrag gesteigert wird, der auf andere Weise nicht zu erzielen ist, man erreicht damit auch noch einen zweiten, zunächst ganz unerwarteten Vorteil. Zahlreiche Stoffe, wie z. B. das Chromatin der Kerne, die verhornten Zellen der Epidermis, die Fasern der Krystalllinse, erweisen sich als fast undurchlässig, so dass ohne weiteres in den Präparaten Differenzierungen sichtbar werden, die man seither nur durch künstliche Färbung der fixierten Gewebe hervorzurufen vermochte. Von den Geweben der Pflanzen sind ähnlich undurchlässig z. B. die Kutikula, der Kork und die verholzten Zellmembranen.

Aus diesem Grunde kann die Anwendung des ultravioletten Lichtes auch von Wert sein bei Untersuchungen, bei denen die Steigerung des Auflösungsvermögens noch gar nicht in Frage kommt, und für diesen Zweck ist besonders der schwächste Monochromat bestimmt, dessen Auflösungsvermögen ja das starker Trockensysteme nicht einmal erreicht.

Übrigens kann auch bei der Untersuchung mit gewöhnlichen achromatischen oder apochromatischen Objektiven die Beleuchtung mit ultraviolettem Licht zu interessanten Ergebnissen führen. Bei der Bestrahlung mit ultraviolettem Licht senden viele Gewebsbestandteile so intensives Fluoreszenzlicht aus, dass sie ohne Anwendung einer anderen Lichtquelle, allein durch ihr eigenes Fluoreszenzlicht leuchtend, noch mit starken Trockensystemen untersucht werden können. Das Licht wirkt auf das Auge noch so stark, dass ich bei dem Sucher besondere Vorkehrungen treffen musste, um es unschädlich zu machen. Auf der photographischen Platte kommt es allerdings dem ausserordentlich viel wirksameren ultravioletten Licht gegenüber nicht zur Wirkung.

Ich habe diese Fluoreszenz zunächst nur als eine störende Nebenwirkung angesehen, die ich unschädlich machen musste; erst in der allerletzten Zeit habe ich sie etwas näher untersucht und bin zu der Ansicht gekommen, dass die Farbe des Fluoreszenzlichtes vielleicht auch zur Unterscheidung verschiedener Gewebsbestandteile benutzt werden kann. So fand ich z. B., dass die Zellmembranen im Holz schön blau fluoreszieren, die Kutikula in einem Falle weiss, in einem anderen Falle, wo sie gelb gefärbt war, ebenfalls gelb.

Bekannt ist ferner, dass das ultraviolette Licht unter Umständen sehr kräftige physiologische Wirkungen ausübt. Zu solchen Untersuchungen ist der in Rede stehende Apparat, wie die kürzlich von Hertel darüber publizierte Arbeit zeigt, ebenfalls bequem verwendbar.

Diese intensiven Strahlen von kurzer Wellenlänge bieten uns also mehr als ein Mittel, vor allem den komplizierten Bau der organischen Materie ein gutes Teil weiter zu erforschen, als es mit unseren seitherigen Hilfsmitteln möglich war: dem Auge des Menschen unsichtbar, versprechen sie da weiter zu helfen, wo die sichtbaren Strahlen beginnen, unserem Gesichtssinn den gewohnten Dienst zu versagen.

Diskussion.

Lummer-Berlin: Ich beglückwünsche den Vortragenden zu dem Fortschritt, der ihm gelungen ist. Es war auch der einzige Weg, um weiter zu kommen.

Um dies klarer erkennen zu lassen, möchte ich kurz auf die Formel für die kleinste noch aufzulösende Distanz eingehen und sie etwas anders deuten, als der Herr Vortragende es gethan hat, welcher sagte, dass mit der Einführung der Immersionsflüssigkeit (Brechungsindex n) eine Verkleinerung der Wellenlänge verbunden sei. Die an die Tafel geschriebene Formel für die noch eben auflösbare Distanz enthält im Zähler die Wellenlänge des benutzten Lichtes und im Nenner das Produkt $n \sin u$.

Zu dieser Formel gelangten Helmholtz und Abbe unabhängig voneinander und auf ganz verschiedenem Wege. Helmholtz, indem er von selbstleuchtenden Objekten ausging und bestimmte, wann sich die Beugungsscheibchen zweier benachbarter Lichtpunkte übereinanderlagern. Abbe, indem er seine Theorie von der Abbildung nicht selbstleuchtender Objekte aufstellte.

Denken wir uns als Objekt ein Gitter. Das aus diesem austretende Licht setzt sich aus dem ungebeugten Licht und den Spektren erster, zweiter etc. Ordnung zusammen. Abbe zeigt nun, dass man im Mikroskopbild nur dann die richtige Anzahl der Gitterstriche pro Millimeter erhält, wenn ausser dem ungebeugten Licht mindestens das Spektrum erster Ordnung ins Objektiv eindringt, dass aber ein in allen Details ähnliches Abbild nur bei Mitwirkung aller Spektren sichtbar ist.

Erst durch die Abbesche Theorie ist es verständlich geworden, warum man bei schiefem Lichteinfall eine bessere Auflösung erhält als bei centralem. Erst Abbe hat gezeigt, warum es auf das Produkt $n \sin u$ ankommt, welches er mit Recht als die „numerische Apertur" bezeichnete. Je grösser nämlich der Brechnngsindex der Immersionsflüssigkeit ist, um so enger ist der Kegelwinkel, innerhalb welchem sämtliche Beugungsspektra vom Objekt zum Objektiv verlaufen. Die Bedeutung des n beruht also auf dem Kirchhoff-Clausiusschen Satz.

Der durch die Immersion erzielte Fortschritt ist desto grösser, je grösser der Brechungsexponent der Immersionsflüssigkeit ist, und man kann

bis zu dem Brechungsexponenten 1,5 oder höchstens 1,65 gehen.

Hier hingegen, was ein wirklicher Fortschritt ist, erzielt man die Erweiterung der Auflösung durch Veränderung des Zählers, das ist eine wirkliche Veränderung der Wellenlänge, und könnte ich damit bis auf beliebig kleine Wellenlängen heruntergehen, so könnte ich auch mit der Auflösung beliebig weit gehen. Man sieht gleich, wie hier ein Sprung eingetreten ist, indem das Gebiet von 1 auf 2 erweitert ist.

Nun möchte ich mir noch eine Frage erlauben: Wenn solche Objekte nun fluoreszieren? Denken wir uns z. B. ein Gitter, ich bekomme gebeugtes Licht und ich soll es abbilden. Das Objekt fluoresziert gleichzeitig, und wir haben den interessanten Fall, dass beide Theorien nebeneinander laufen. Es könnte eintreten, dass die Grenze der Abbildung für das selbstleuchtende fluoreszierende Licht schon erreicht ist, während das andere noch eine brillante Auflösung giebt. Es könnte also hier sein, dass die Abbildung durch das fluoreszierende Licht des selbstleuchtenden Objektes undeutlich wird, während die Abbildung durch das gebeugte, ultraviolette Licht noch deutlich bliebe.

Köhler: Es liegt genau derselbe Fall vor, wenn man mit weissem Licht beobachtet. Da hat man ein Bild, für dessen Auflösung oder für dessen Objektähnlichkeit massgebend ist die Wellenlänge $\lambda = 550\ \mu\mu$, und dieses ist überlagert von anderen Bildern, z. B. von einem, für dessen Auflösung massgebend ist die Wellenlänge $\lambda = 448\ \mu\mu$ u. s. w. Was man bei weissem Lichte sieht, ist die Übereinanderlagerung dieser einzelnen Bilder, die den verschiedenen Wellenlängen entsprechen und die alle verschieden sind. Bei einem theoretisch vollkommenen Objektiv würden sie alle gleich vollkommen sein, nur die Objektähnlichkeit der einzelnen Bilder würde nach Blau hin zunehmen. Sie kommen aber nicht alle zur Wirkung, das grüne Licht überwiegt, und die anderen Bilder werden nur so weit wahrgenommen, als sie mit dem grünen Bilde übereinstimmen. Feinere Details in den blauen Bildern, wenn sie vorhanden sind, werden einfach unterdrückt, und würden nur zur Wahrnehmung kommen, wenn ich das grüne Licht wegschaffte. Ob das grüne Bild scharf ist oder nicht, ist, wenn es auf die Beobachtung des blauen ankommt, gleichgültig, stören würde es unter allen Umständen.

Eine andere Frage ist, wie würde bei den Monochromaten das Bild aussehen, das vom Fluoreszenzlicht herrührt. Im allgemeinen sehr schlecht. Wahrnehmbar ist es nur, wenn die fluoreszierende Schicht hinreichend dick ist. In Uranglas dringt z. B. das ultraviolette Licht über $^1/_{10}$ mm ein, und das ist für ein mikroskopisches Präparat schon ziemlich dick. Es ist das eine eigentümliche Art der Abbildung: jeder Punkt wird abgebildet durch Licht, das von den benachbarten Punkten auf ihn fällt, und ausserdem noch durch das Licht, das er selbst aussendet. Handelt es sich um körperliche Objekte, so wird das Problem ausserordentlich schwierig und kompliziert.[1])

Lummer: Wenn ein fluoreszierendes Teilchen sich im Objekt befindet, so wird es leuchtend durch Fluoreszenz. Wäre es wohl möglich, dieses Teilchen wahrzunehmen durch das Fluoreszenzlicht, welches es selbst aussendet? Liesse sich wohl gleichsam ein Ultramikroskop ausbauen nach dieser Richtung hin?

Köhler: Ich habe Versuche gemacht mit dünnen Fäden von Uranglas; man sah sie — weil die Fluoreszenz zu schwach war — nicht mehr, wenn sie so klein waren, dass sie nicht mehr objektähnlich abgebildet wurden.

Ich habe diese Versuche gemacht, als ich auf Anregung von Professor Abbe hin glühende Platindrähte beobachtete; auf solchen sieht man Pünktchen, die heller leuchten, — ich weiss nicht woher das kommt —, diese werden richtig als Beugungsscheibchen abgebildet. Ich habe auch Krystalle von Baryumplatincyanür untersucht; auch diese fluoreszieren stark, wenn sie gross sind, aber wenn sie klein sind, sehr schwach.

Lummer: Es interessiert mich die angeregte Frage wegen einer bei den Gasglühstrümpfen auftretenden Erscheinung. Es würde nämlich die Frage beleuchten, warum nimmt die Leuchtkraft bei Gasglühstrümpfen so schnell ab? Ist das, was man hier auf katalytische Wirkung schiebt, nicht vielleicht eine Beugungserscheinung? Kann man einen Spalt so eng herstellen, dass das Licht in sich zurückgebeugt wird? Es ist uns nicht gelungen, das zu machen, und doch glaube ich, es ist in der Natur vorhanden. Ein idealer Leuchtkörper wäre der, der Lichtwellen aussendet, aber keine Wärme. Wie löst man dieses Problem? Man nimmt selektive Stoffe. Das ist leicht gesagt, aber schwer gethan. Ich will es mit jedem Körper lösen. Man sollte einen Körper oberflächlich so ritzen, dass er alle langen Wärmewellen zurückbeugt, die Lichtwellen aber durchlässt. Was bei der Abbildung ein Fehler ist, ist hier ein Vorzug; die langen Wellen werden in sich zurückgebeugt, die Energie kann also nicht hinaus, die Lichtwellen dagegen würden durchschlüpfen. Die im Energiespektrum auftretenden Wellenlängenunterschiede von 3 bis

1) Anmerkung bei der Korrektur: Auch bei den Immersionssystemen findet eine wirkliche Verkürzung der Wellenlänge statt, die allerdings nur auf den Objektraum beschränkt bleibt. Die Schwingungszahl ändert sich dabei aber natürlich nicht. Vergl. Abbe, E., Gesammelte Abhandlungen, Band I, 6, Seite 145. Jena 1904.

4 μ sind schon bedeutend genug, um auf diese Weise eine grosse Ökonomieersparung erzielen zu können. Beim Gasglühlicht halte ich es für möglich, dass die Natur so arbeitet. Vielleicht besteht die Wirkung des Ceroxyds darin, die Oberfläche so zu gestalten, dass die langen Wellen nicht hinaus können, und die sichtbaren hindurchgehen. Erstens ist das eine Ökonomieersparung. Zweitens aber wird auch die Abnahme der Helligkeit erklärt. Wenn nämlich diese Ritze verschwinden, gehen auch die Wärmewellen und mit ihnen Energie heraus. Darum wäre es sehr wichtig, wenn man mit dieser Art der mikroskopischen Auflösung dem Problem näher kommen könnte, mit der alten Art der Auflösung kommt man nicht weiter.

Köhler: Man würde ein derartiges Objekt mit Hilfe eines Vertikalilluminators untersuchen müssen. Dieser besteht aus einem kleinen rechtwinkligen, totalreflektierenden Prisma, das die eine Hälfte des Objektivs bedeckt. An der Hypotenusenfläche des Prismas wird das senkrecht zur Achse des Mikroskops (durch ein in der Prismenfassung befindliches Fenster) einfallende Licht reflektiert und gelangt durch die vom Prisma bedeckte Hälfte des Objektivs auf das Objekt. Das Bild, das man beobachtet, wird durch die andere Hälfte des Objektivs entworfen. Eine derartige Untersuchung würde wohl auch mit kurzwelligem Lichte möglich sein.

Lummer: Nein, ich erwarte mehr davon, dass diese Dinge selbst anfangen werden zu fluoreszieren unter dem Einflusse ultravioletter Strahlen.

Köhler: Das wird sich wohl machen lassen. Allerdings ist es schwierig, weil man bei Anwendung starker Vergrösserungen durch dasselbe Objektiv beleuchten muss, durch welches man beobachtet.

Lummer: Ganz gewöhnliche Fluoreszenzgläser haben Sie nicht nach dieser Methode untersucht?

Köhler: Bei diesen sieht man gar nichts, da geht das ultraviolette Licht nicht mehr durch. Die Stoffe, die hier (auf den Photogrammen) so schwarz sind, sind ja fast alle fluoreszierende Stoffe.

J. Stark (Göttingen), Bedienung und Anwendung der Quecksilberlampe aus Quarzglas.[1])

Es wurden verschiedene Typen von Quecksilberlampen aus Quarzglas von der Firma W. C. Heräus (Hanau) vorgeführt, ferner verschiedene Arten der Zündung, nämlich die manuelle und automatische Kontakt- und die Induktionszündung. Es wurde gezeigt, wie sich die zerstreuende Wirkung des ultravioletten Lichtes auf negative Ladungen bequem mit der Lampe demonstrieren lässt. Ferner wurde demonstriert die Wirkung eines Magneten auf die Lichtsäule, die Wirkung auf Chlorsilberpapier und die Ozonisierung durch die ultravioletten Strahlen der Lampe. Es ist wohl zu beachten, dass die Verteilung der Energie im Spektrum des Lichtes der Lampen von Fall zu Fall im allgemeinen verschieden ist. Das Verhältnis der Intensitäten zweier Wellenlängen hängt einmal von der optischen Dicke der strahlenden Schicht ab, zweitens von der Dichte des elektrisch durchströmten Quecksilberdampfes; je grösser diese unter sonst gleichen Umständen wird, desto kleiner wird der Anteil des kurzwelligen Lichtes verglichen mit dem Anteil des langwelligen. Durch entsprechende Wahl der Dampfdichte lassen sich demnach für verschiedene Zwecke geeignete Lampen bauen, solche, die bei hohem Dampfdruck schwach im Ultraviolett, intensiv im Gelb sind, und solche, die stark im Ultraviolett sind und darum beispielsweise stark ozonisieren.

1) Vorgetragen in Abteilung 2 und 4 am 20. September.

Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Gehrcke (Berlin): Ich möchte mir erlauben, den anwesenden Chemikern eine Frage vorzulegen. Ich habe beobachtet, wenn in der Nähe einer solchen Lampe gewöhnliches Glas liegt, dass sich dann das Glas violett färbt. Das thun nicht alle Glassorten, sondern nur diejenigen, welche man Mangangläser nennt. (Es werden zwei derartige Stücke gezeigt; sie waren 48 Stunden lang einer Quecksilberbogenlampe exponiert und zeigen sich deutlich violett gefärbt.) Diese Färbung des Glases ist bekannt besonders unter dem Einfluss von Radium- und Röntgenstrahlen, letzteres wurde neuerdings von Walter in Hamburg gezeigt; auch durch gewöhnliches Sonnenlicht wird die Färbung bei monatelanger Belichtung hervorgebracht, aber meines Wissens ist noch nicht bekannt, dass sie auch durch ultraviolette Strahlen entsteht. Es wäre mir interessant, über den Chemismus dieser Färbungen des Glases einige Ansichten zu hören.

Ladenburg-Breslau: Vielleicht ist durch das Ozon Mangansäure gebildet worden. Ozon ist ja gebildet worden, wie Sie wohl bemerkt haben. Doch ist das nur eine beiläufige Vermutung, die quantitativ zu prüfen wäre.

Küster-Clausthal: In den Grundlinien der anorganischen Chemie von Ostwald ist die Frage der Färbung der Gläser im Lichte auseinandergesetzt. Auch bei Buchstaben, die auf Schaufenster gesetzt sind, bemerkt man, wenn sie herunter fallen, eine violette Färbung des Glases, da die ausgeblieben ist, wo der Buchstabe das Glas vor Licht schützte. Auch da handelt es sich

um Mangangläser. Darauf, dass die violette Färbung durch Sonnenlicht hervorgerufen wird, macht Ostwald aufmerksam. (Grundlinien, 1. Aufl., S. 600.)

Voller-Hamburg: Die Erklärung der Violettfärbung des Glases durch Ozon bietet doch eine gewisse Schwierigkeit; denn sie tritt auch im Innern einer Röntgenröhre ein, und im Innern derselben ist doch nur eine sehr kleine Menge Sauerstoff und Ozon enthalten.

Freund-Halle: In der Litteratur ist darauf hingewiesen, dass man äusserlich die Färbung nicht für Permanganat halten muss, wenn ich es auch nicht bestreiten will, sondern es existieren auch niedere Manganate, die dem Permanganat sehr ähnlich sind.

Auf Vorschlag von Herrn Professor Lecher (Prag) wird in eine Besprechung der

N-Strahlen [1])

eingetreten.

Otto Lummer [2]) (Berlin): Mit den N-Strahlen begeben wir uns auf ein Gebiet, von dem wir noch nicht wissen, ob es wissenschaftlich ist, ob es den Namen Wissenschaft verdient, obwohl Blondlot für seine Entdeckung von der Pariser Akademie der Wissenschaften mit 50000 Franks belohnt worden ist.

Ich setze voraus, dass Sie vertraut sind mit den Fundamentalversuchen Blondlots, aus denen er das Resultat zog, dass aus einigen Lichtquellen Strahlen kommen, welche die Eigenschaft haben, eine bläulich brennende Flamme, einen kleinen elektrischen Funken zwischen zwei Elektroden oder ein dunkelrot glühendes Platinblech im dunkeln Raum heller leuchten zu lassen. Zu Blondlots Versuchen haben sich noch viele andere gesellt, die sich mit den physiologischen Quellen der N-Strahlen beschäftigen. Auf diese werde ich nicht eingehen. Die erste Frage ist: sind die Fundamentalversuche von andern nachzumachen oder nicht?

Das Resultat der Versuche, die ich mit Professor Rubens ausgeführt habe, lässt sich leicht in einem Satze aussprechen: Wir haben die wichtigsten Versuche wiederholt mit derjenigen Sorgfalt, die wir glaubten anwenden zu müssen, und haben kein positives Resultat gefunden.

Als es uns nicht gelang, diese uns als einfach hingestellten Versuche wiederzufinden, lag der Gedanke nahe, dass physiologische Momente an dem Ergebnis schuld seien, dass die geschilderten Erscheinungen wohl eintreten, aber hervorgerufen seien durch Vorgänge in unserem Auge. Es lag für mich nahe — ich arbeitete gerade experimentell über das Sehen im Hellen und Dunkeln — zu sehen, wieweit die hierbei auftretenden Phänomene geeignet sind, die von Blondlot geschilderten Erscheinungen hervorzurufen. Das gelang leicht. Wenn das Auge völlig ausgeruht ist und man schaut dann ein lichtschwaches Objekt an, so erscheint es hell, will man es jedoch fixieren, so sieht man es überhaupt nicht. Ich gehe auf diese Erscheinungen nicht näher ein, die mir damals zur Erklärung der Blondlotschen Versuche einiges beizutragen schienen. Denn diese Erklärung musste fallen gelassen werden, als Blondlot mit der Arbeit heraustrat, in welcher er behauptet, dass die Wirkung der N-Strahlen auf den elektrischen Funken objektiv nachweisbar sei, seine photographische Wirksamkeit erhöht wird, wenn N-Strahlen auf ihn auffallen, und dass er eine geringere photographische Wirkung zeigt, wenn die Strahlungsquelle abgeschnitten wird.

Nun, wir wollten das nachmachen. Die experimentellen Vorschriften wurden von Arbeit zu Arbeit schwieriger. Anfangs waren es bei Blondlot Funken, die zwischen Kupfer-Elektroden übersprangen; allmählich wurden es sehr komplizierte Apparate, durch welche die Funken erzeugt werden mussten. Wir ahmten sie nach und erwarteten, dass bei den Versuchen, wie Blondlot sie schildert, wohl eine Fehlerquelle zu entdecken sei: denn skeptisch waren wir inzwischen geworden.

Der Versuch wurde so angestellt, dass abwechselnd bald die eine, bald die andere Hälfte einer photographischen Platte dicht vor der Funkenstrecke exponiert wurde. Die Platte wurde hin- und hergeschoben und gleichzeitig bewegte sich ein mit ihr fest verbundener Bleischirm so, dass er in der einen Stellung zwischen der N-Strahlenquelle und der Funkenstrecke stand, die N-Strahlen also abschnitt, in der anderen Stellung aber die N-Strahlen ungehindert auf die Funkenstrecke fallen liess. In beiden Fällen zeigte sich bei Blondlot ein deutlicher Unterschied in der photographischen Wirkung. Man könnte vermuten, dass durch das Hin- und Herschieben der Bleiplatte eine Änderung der Kapazität der Funkenstrecke entstehen könnte.

Silv. Thompson sagte mir sofort, es sei dies die einzige Möglichkeit, die Wirkung durch eine Fehlerquelle zu erklären. Aber wir erhielten überhaupt keinen Unterschied, weder wenn wir mit grossen Funken arbeiteten, noch mit kleinen.

Nun sagten wir, wenn es mit den Funken nicht geht, so vielleicht mit den stillstehenden Phosphoreszenz-Schirmen, die ja in den Ab-

---

1) Sitzung von Abteilung 2 und 4. 20. Septeuber.

2) Wegen Erkrankung des H. Prof. Lummer habe ich auf seinen Wunsch diesen Vortrag sowie die meisten in der Diskussion zu anderen Vorträgen von ihm gemachten Bemerkungen nach der stenographischen Aufzeichnung zu korrigieren versucht. E. Pringsheim.

handlungen über die N-Strahlen, deren Zahl bereits auf 85 angewachsen ist, eine grosse Rolle spielen. Wir probierten es, und wir versuchten mit grossen und kleinen Schirmen zu photographieren. Bei den grossen geht es nicht, sagt Blondlot. Wir verstehen freilich nicht, wie da ein Unterschied zwischen grossen und kleinen Flächen entstehen kann; denn wenn es sich um eine Molekularwirkung handeln sollte, sind auch die kleinsten Flächen, die wir erhalten können, noch ausserordentlich gross gegen die Moleküle.

Auch diese Versuche gaben uns objektiv absolut keine Differenz zwischen den Aufnahmen mit und ohne Bestrahlung. Leider war die Arbeit vergeblich. Denn nun publizierte Jean Becquerel, dass die Änderung der Helligkeit nur im Auge entstehe, indem die Empfindlichkeit der Netzhaut durch die Bestrahlung erhöht werde. Blondlot bekennt sich auch zu dieser Auffassung in Bezug auf den Phosphoreszenzschirm; aber in einem Briefe an mich hält er die Wirkung des Funkens als objektiv aufrecht und schickte mir auch einige seiner Platten. Wir ahmten diesen Versuch nochmals genau nach seinen brieflichen Angaben nach, aber wieder ohne Erfolg. Also, wir haben es mit zweierlei Wirkungen der N-Strahlen zu thun, erstens mit solchen, die wesentlich darin bestehen, die Empfindlichkeit der Netzhaut zu erhöhen, und zweitens mit solchen, die die photographische Wirksamkeit des elektrischen Funkens erhöhen.

Beschäftigen wir uns mit den ersten, mit denen allein weiter gearbeitet worden ist. Nun, das braucht nicht jeder zu sehen, dazu gehören vielleicht privilegierte Augen, und die scheinen Rubens und meine Freunde nicht zu besitzen. Aber man kann doch fragen, um welche Helligkeitsänderungen handelt es sich denn? Blondlot und seine Anhänger sehen noch im 10. Beugungsspektrum etwas, wo wir in der ungeschwächten Lichtquelle nichts sehen. Ich übergehe, was in England schon mit Recht eingewendet wurde, dass nach der beugungstheoretischen Berechnung die von Blondlot beobachteten Beugungsbilder der verschiedenen Ordnungen überhaupt räumlich nicht zu trennen wären. Es ist vielleicht misslich, mit Strahlen, deren Existenz überhaupt noch nicht sicher ist, so zu rechnen, als ob es Lichtstrahlen wären.

Ich übergehe daher die Schwierigkeiten, die auf dem Papier entstanden, und wende mich zu den Beobachtungen.

Wir wählten einen phosphoreszierenden Schirm von beliebiger Grösse, der auf einer Photometerbank befestigt und mit Radiumstrahlen bestrahlt wurde. Das Entfernungsgesetz gilt hierbei. Ein Beobachter musste auf den Schirm schauen und sagen, wenn die Helligkeit sich änderte, während der andere Beobachter den Support mit dem Radiumpräparat verschob. Um auch Kontrastwirkung zu haben, schob man den Schirm auch schnell hin und her und liess ihn nicht bloss langsame Bewegungen ausführen. Die Versuche sollten auch ein Mass geben dafür, wie stark sich die Helligkeit ändert, je nachdem man ein solches schwach leuchtendes Objekt direkt oder indirekt anschaut. Nun, sie ändert sich von Null bis Unendlich, denn es kommt vor, dass es beim direkten Sehen überhaupt nicht gesehen wird. Aber auch, wenn es gesehen wird, entstehen noch Änderungen der Helligkeit im Verhältnis von 1:4 bloss durch die Bewegung des Auges. Daher ist es sehr wahrscheinlich, dass Vorgänge mitspielen, welche nach der Theorie von Kries auf der Dunkeladaptation der Stäbchen beruhen. Und so ist die Frage jedenfalls berechtigt, die wir erheben, wie Blondlot und seine Anhänger die Erscheinungen beobachten, ob in direktem oder indirektem Sehen. Vorher hatten die Beobachter hierüber gar nichts gesagt. Jetzt schrieb mir eine Stelle, die ich nicht nennen will, man müsse die Erscheinungen direkt beobachten, Blondlot dagegen will, dass mit indirektem Sehen beobachtet wird. Unsere Versuche zeigten, dass man dabei Helligkeitsunterschiede von 50 Proz. noch gerade wahrnehmen kann. Wenn man aber längere Zeit im Dunkeln gearbeitet hat — Mascart schrieb mir, er habe einen vollen Tag gebraucht, um die N-Strahlen wahrnehmen zu können, — da schleichen sich leicht psychologische Momente ein; es kam z. B. vor, dass der Support allein, ohne das Radiumpräparat bewegt wurde, und der andere Beobachter doch ansagte: heller, dunkler (Heiterkeit).

Beim indirekten Beobachten war es noch nicht allgemein bekannt, dass auch da durch physiologische Vorgänge Helligkeitswechsel hervorgebracht werden, sie sind nicht ganz so gross, als beim Übergang vom direkten zum indirekten Sehen, das will ich nicht behaupten, aber es entstehen auch da Helligkeitswechsel. Dazu will ich ein Experiment anführen, das ich als Heinrich-Experiment bezeichnet habe, weil es Heinrich beschrieben hat. Im dunkeln Zimmer kann es jeder anstellen. Denken wir uns die Augenachse festgelegt, dadurch, dass wir einen Gegenstand fixieren, und lassen Sie von einem Freund eine Kerze in paralleler Richtung aus einer gewissen Entfernung dem Auge immer näher und näher bringen. Der zweite Beobachter kann gleichzeitig beobachten, was die Pupille des ersten Beobachters thut. Dann beginnt folgendes Spiel. Der erste Beobachter sagt, ich sehe nur eine wenig ausgedehnte Fläche, deren Form ich nicht angeben kann. Jetzt wird die Kerze näher und näher gebracht.

Das Bild der Kerze wird deutlicher und heller und gleichzeitig schrumpft die Pupille ein, und wenn man die Kerze deutlich sieht, soweit als man im indirekten Sehen deutlich sehen kann, ist die Öffnung der Pupille bedeutend kleiner geworden. Das beruht auf Akkommodations-Vorgängen. Man richtet seine Aufmerksamkeit auf einen leuchtenden Gegenstand, und es zeigt sich, dass zufolge des Zusammenschrumpfens aller Energie auf wenige Netzhautstellen im Gehirn die Empfindung vermehrter Helligkeit hervorgebracht wird. Also auch im indirekten Sehen giebt es physiologische Momente, welche Helligkeitsempfindungen hervorrufen.

Also für Rubens und mich sind analoge Erscheinungen, wie sie als Wirkung der N-Strahlen beschrieben werden, zurückgeführt auf solche des Sehens im Hellen und Dunkeln und des direkten und indirekten Sehens. Es kommen ferner psychologische Momente hinzu, von denen wir eines angeführt haben. Und darum, solange es nicht gelingt, die Erscheinungen der N-Strahlen objektiv nachzuweisen, halten wir uns für berechtigt, zu sagen, es dürften wohl physiologische und psychologische Momente sein, auf denen sie beruhen. Zum Schluss möchte ich noch diejenigen von Ihnen, welche auch vergeblich gearbeitet haben, bitten, die Hand hochzuheben (es geschieht). Also Sie haben auch keine privilegierten Augen, oder die Versuche sind sehr schwierig im Gegensatz zu dem, was zuerst geschrieben wurde, wonach sie kinderleicht sein sollten.

Paul Weiss (Zürich): Ich erkenne vollkommen an, dass es, wie Prof. Lummer soeben gezeigt hat, nicht richtig ist, das über die N-Strahlen Publizierte anzunehmen. Die Schwierigkeiten sind psychologischer und physiologischer Natur und bestehen auch in Widersprüchen der verschiedenen Publikationen gegeneinander und gegen die Gesetze der Physik. Aber es scheint mir auch sehr schwierig, alles in einem Male zu verwerfen. Wenn die Versuche sehr schwierig sind, so muss man betonen, dass negative Versuche prinzipiell nichts beweisen, sondern die Sache nur weiter hinausschieben. Auch ich habe über N-Strahlen nicht gearbeitet, sondern nur gelegentlich die Versuche zu meiner Belehrung zu wiederholen gesucht, und die letzte Gelegenheit, bei welcher ich mich zu belehren suchte, war ein Tischgespräch mit Professor Lummer, welches zur heutigen Diskussion Anlass gegeben hat. Ich wurde unterwiesen in der Technik der Versuche durch Broca. Broca zeigte mir, eine kleine Bleiröhre zu benützen, welche durch einen Stempel aus Holz geschlossen war, und in dieses war eingeschnitten ein Kreuz $^1/_2$ mm breit, und hineingerieben etwas phosphoreszierendes Calciumsulfid. Angeblich ist das Blei nicht durchlässig für die Strahlen. Legt man dieses Rohr auf einen Gegenstand, von dem Strahlen ausgehen, so treffen nur diejenigen, deren Ursprung unter der Öffnung der Röhre liegt, auf das Kreuz. Die Erscheinung besteht darin, dass das Kreuz zuerst nur wenig scharf sichtbar ist, wenn es aber durch die sog. Strahlung getroffen wird, die Striche schmäler und schärfer scheinen, wogegen die gesamte Lichtmenge nicht grösser scheint. Ich habe versucht erstens mich zu üben in der Beobachtung der Erscheinung und zweitens Kontrollversuche anzustellen. Die Übung habe ich vorgenommen an den sog. physiologischen N-Strahlen, und zwar an den Nerven im Handgelenk. Man fährt vorüber an dem Gelenk und sieht hin, ich weiss nicht, ob direkt oder indirekt, aber etwa mit derselben Art von Aufmerksamkeit, mit welcher man eine Zeitung liest.

Man sieht sehr leicht Helligkeitsschwankungen, die zum Teil sich ereignen, wenn man am Nerv vorbeifährt, und zum Teil zufällig erscheinen. Aber nur mit Mühe und Geduld kann man zu der Überzeugung gelangen, dass die Nähe des Nervs systematisch ein schärferes Auftreten des Kreuzes hervorruft.

Soweit die Einübung der Beobachtung; der Eindruck, dass es sich um etwas Objektives handle, wurde bei mir dadurch verstärkt, dass ich beim Wiederholen des Versuches im Laufe von 3 Monaten sehr oft dieselbe Topographie meiner Handnerven beobachtete und auch das Entgegengesetzte mir nicht zu beobachten gelang, als ich versuchte, es zu erwarten. Nun wollte ich Kontrollversuche machen, obwohl ich die Ergebnisse von verschiedenen von Pariser Physikern angestellten Versuchen kannte, die, wie diejenigen von Prof. Lummer, negativ ausgefallen waren. An Stelle der physiologischen Quellen nahm ich ein Auerlicht. Ich nahm einen Bleischirm mit einer Öffnung von 3×4 cm und liess ihn durch das Auerlicht bestrahlen. Die Bleiplatte und ihre Öffnung waren mit einer Aluminiumplatte bedeckt und diese letztere wurde mit der Brocaschen Röhre untersucht. Ich wusste, dass die Öffnung der Bleiplatte in der Mitte der Aluminiumplatte war und ich bekam dort, in der That, dieselbe Erscheinung zu sehen, wie als ich an den Nerven vorbeifuhr. Als ich aber die Bleiröhre durch einen Mitarbeiter ohne mein Wissen verdecken liess, versagte die Kontrolle. Der Mitarbeiter gab ein leises Zeichen mit dem Fusse, um den Moment zu bezeichnen, in welchem ich die Beobachtung machen sollte. Ich sagte mehrmals hell, dunkel, hell u. s. w., wo gar nichts geändert war. Ich vermutete daher, die Spannung der Aufmerksamkeit auf ein bestimmtes Zeichen sei vielleicht hinderlich für die Beobachtung, und ich änderte den Versuch in folgender Weise ab. Ich liess

einen mir unbekannten Buchstaben aus der Bleiplatte ausschneiden und suchte ihn durch Markieren der Punkte, wo ein schärferes Auftreten des Kreuzes wahrgenommen wurde, mit Kreide auf der Aluminiumplatte zu bestimmen. Diese Versuche habe ich in der allerletzten Zeit angefangen und erst wenige Stunden daraufverwendet. Sie verliefen derart, dass die Wahrscheinlichkeit der Existenz einer objektiven Erscheinung mir nicht vermindert erschien. (Ich glaube nicht, hier im Referat, in die mündlich gegebenen Details über diese unvollendeten Versuche eingehen zu sollen.)

Ich muss mich sehr entschuldigen, dass ich diese unvollständigen Versuche hier vorbringe. Ich hätte sie nicht vorgebracht, wenn nicht diese Veranlassung gewesen wäre. Ich möchte sie auch nicht deuten, weder in dem einen noch in dem andern Sinne. Ich möchte nur meine persönliche Überzeugung ausdrücken, dass es sich noch sehr lohnt, weitere Versuche anzustellen, um Klarheit zu verschaffen.

W. Nernst (Göttingen), Beitrag zur Kenntnis chemischer Gleichgewichte bei hohen Temperaturen.[1])

Der Vortragende berichtet kurz über die Verwendung elektrisch geheizter Iridiumöfen zur Untersuchung chemischer Gleichgewichte bei hohen Temperaturen und demonstriert eine Tabelle, welche die Abhängigkeit der Bildung von Stickoxyd aus atmosphärischer Luft bei hohen Temperaturen angiebt.

Eine andere, wie es scheint, vielversprechende Methode beruht auf dem Studium der Explosionsvorgänge. Der Vortragende berichtet über diesbezügliche Versuche, die Herr Dr. Finckh angestellt hat, bei denen Knallgas mit atmosphärischer Luft vermengt zur Explosion kam. Und zwar wurden Gemische gleicher Zusammensetzungen bei verschiedenen Drucken zur Explosion gebracht und die Menge Stickoxyd bestimmt, welche sich nachher im Eudiometer vorfand. Da man annehmen darf, dass die Abkühlung fast ausschliesslich durch Strahlung erfolgt, so muss die Zeit, während welcher die maximale Temperatur konstant bleibt und welche nach $^1/_{1000}$ Sekunden zählen dürfte, konstant sein und dadurch wird es ermöglicht, die Prinzipien der chemischen Kinetik auf den vorliegenden Fall anzuwenden. Die Berechnung der Zahlen ergiebt, dass es sich bei der Bildung von Stickoxyd um eine bimolekulare Reaktion handelt; die für eine Temperatur von 2580^0 in absoluter Zählung abgeleitete Gleichgewichtskonzentration reiht sich vollständig in die vom Vortragenden früher gegebene Tabelle ein.

In dieser Weise konnten also die Prinzipien der chemischen Statik und Kinetik auf sehr hohe Temperaturen einerseits und ausserordentliche kleine Zeiten andererseits angewandt werden. — Die ausführliche Mitteilung erfolgt demnächst in der Zeitschr. f. anorg. Chemie.

1) Kurzes Autorreferat über den Vortrag in Abteilung 2 und 4 am 20. September.

Leo Grunmach (Berlin), Über gemeinsam mit Herrn Reg.-Rat Dr. E. Meyer ausgeführte Versuche zur Gewichtsbestimmung der Emanation des Gieselschen Emanationskörpers.[1])

Als ich im Mai den auf der Tagesordnung stehenden Vortrag ankündigte, hatte ich die Hoffnung, dass ich heute schon Ihnen einige positive Resultate würde mitteilen können über die Versuche, welche ich seit dem Oktober des vergangenen Jahres gemeinsam mit Herrn E. Meyer von der Normal-Eichungs-Kommission zu Berlin ausführe, um die Gewichtsabnahme des Gieselschen Emanationskörpers (Emanium) infolge seiner Emanation quantitativ durch die Wage nachzuweisen. Im Laufe dieser unserer Untersuchungen hat sich indessen eine Fehlerquelle bemerkbar gemacht, durch deren Einwirkung die nachzuweisende Gewichtsabnahme des Emaniums offenbar verdeckt wird. Da wir noch mit dem weiteren Studium des Einflusses dieser Fehlerquelle beschäftigt sind, sehe ich mich veranlasst, den angekündigten Vortrag vorläufig zurückzuziehen.

Leo Grunmach (Berlin), Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung und des Molekulargewichts von verflüssigtem Stickstoffoxydul.[2])

In zwei früheren, auf den Naturforscher-Versammlungen zu Aachen und zu Hamburg gehaltenen Vorträgen[3]) habe ich gezeigt, dass man die Kapillarwellenmethode zur Bestimmung der Oberflächenspannungen und Molekulargewichte verflüssigter Gase anwenden kann. In diesem Vortrage will ich mir als Fortsetzung meiner Untersuchungen auf diesem Gebiete erlauben, über meine mit Stickstoffoxydul ausgeführten Versuche[4]) in Kürze zu berichten.

1) Abteilung 2, am 21. September.

2) Vorgetragen in Abteilung 2 am 21. Sept. Siehe auch L. Grunmach, Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. zu Berlin vom 28. Juli 1904.

3) L. Grunmach, l. c. 1900, S. 829 und 1901, S. 914. Verh. deutscher Naturf. u. Ärzte, 14, 1900 und 51, 1901. Diese Zeitschr. 1, 613, 1900; 3, 217, 1901.

4) Diese Versuche sind von mir zum grössten Teile ausgeführt worden im anorganischen Laboratorium der Technischen Hochschule. Dem Vorsteher desselben, Herrn Prof. Dr. Erdmann, spreche ich für sein gefälliges Entgegenkommen, ferner meinen Assistenten, den Herren Dr. Wilhelm Radeboldt und Franz Weidert, für die mir gewährte Unterstützung meinen verbindlichsten Dank aus.

Das verflüssigte Stickstoffoxydul wurde als chemisch rein (frei von Stickoxyd und Sauerstoff) von der englischen Firma Ash and Sons in Stahlbomben bezogen. Aus der Bombe wurde es zunächst durch ein mit konzentrierter Schwefelsäure gefülltes Trockengefäss und aus diesem in einen als Kondensationsgefäss dienenden Erlenmeyerschen Kolben geleitet, dessen Deckel mit zwei Bohrungen für das Zuleitungsrohr und für ein Pentanthermometer versehen war. Das Kondensationsgefäss stand auf einem Glasdreifuss innerhalb eines grossen aus zwei konzentrischen Cylindern gebildeten Doppelgefässes, dessen Zwischenräume durch Watte ausgefüttert waren. Als Abkühlungsflüssigkeit im inneren Cylinder wurde Petroläther benutzt, der durch Eingiessen von flüssiger Luft bei beständigem Umrühren auf —93 bis 95° C. abgekühlt wurde, während die Temperatur im Kondensationsgefäss einige Grad höher gehalten wurde. Da Kondensations- und Erstarrungstemperatur des Stickstoffoxyduls nahe aneinander liegen, muss sowohl die Abkühlung, wie das Zuströmen des Gases genau reguliert werden, um ein Erstarren des kondensierten Stickstoffoxyduls und ein Verstopfen des Zuleitungsrohres zu verhüten. Das so verflüssigte Stickstoffoxydul wurde durch Filter in das zur Beobachtung dienende halbkugelförmige Dewarsche Gefäss hineinfiltriert, welches möglichst erschütterungsfrei auf einem die Grundplatte des Stimmgabelstativs durchsetzenden, also unabhängig von ihm fest aufgestellten, Dreifuss ruhte.

Die Versuchsanordnung und die Methode der Beobachtung war die gleiche wie bei meinen früheren Versuchen [1]), nur habe ich diesmal zur Berechnung der Oberflächenspannung aus der allgemeinen Gleichung

$$\alpha = \frac{\sigma n^2 \lambda^3}{2\pi} - \frac{g \lambda^2 \sigma}{4\pi^2} \text{ dynen/cm},$$

in welcher σ die Dichte, n die Schwingungszahl, λ die Wellenlänge und g die Erdbeschleunigung bedeuten, auch das von der Schwere herrührende Korrektionsglied berücksichtigt, dessen numerischen Einfluss ich an anderer Stelle diskutiert habe. [2])

Als erregende Stimmgabel diente wieder die mit P. T. R. II 38 bezeichnete; sie war inzwischen zu Kapillarmessungen auf flüssigem Brom und flüssigem Jod benutzt und durch deren Dämpfe etwas angegriffen worden und wurde deshalb von neuem von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geprüft mit dem Ergebnis, dass ihre Gleichung jetzt ist

1) L. Grunmach, l. c.; ferner Ann. d. Phys. (4) **3**, 659, 1900; **9**, 1262, 1902.

2) L. Grunmach, Wissenschaftl. Abhandl. d. Kaiserl. Normal-Eichungs-Kommission. Heft III, S. 107, 125 u. ff.

$$n_t = 253{,}01 - 0{,}025\,(t - 19{,}1).\,^{1})$$

Als Siedepunkt des Stickstoffoxyduls geben Cailletet und Colardeau [2]) den Wert —88,8° C. an ohne nähere Angabe des zugehörigen Barometerstandes, während Ramsay und Shields [3]) bei Atmosphärendruck den Wert — 89,8° C. finden. Da meine Beobachtungen bei den Barometerständen $\beta_0 = 741{,}1$ mm und $\beta_0 = 753{,}3$ mm ausgeführt worden sind, so habe ich den Siedepunkt besonders bestimmt und gefunden —89,4° C. bei $\beta_0 = 741{,}1$ mm.

Als Thermometer diente hierzu ein von C. Richter aus Jenenser Glas 16^{III} hergestelltes, von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geprüftes Pentanthermometer P. T. R. II 20286. Unter Annahme der von Cailletet [4]) früher mitgeteilten Daten über Tension des Stickstoffoxyduls, nämlich dass einer Druckdifferenz von 0,1 Atmosphäre eine Temperaturdifferenz von 2° C. entspricht, ergiebt sich dann als Siedepunkt für den Barometerstand $\beta_0 = 753{,}3$ mm der Wert —89,1° C.

Für die Dichte des verflüssigten Stickstoffoxyduls liegen ältere Beobachtungen vor von Andréeff [5]), aus denen er die Formel ableitet

$$\sigma = 0{,}9368 - 0{,}0039\, t$$

und neuere Beobachtungen von L. Cailletet und E. Mathias [6]), die sie durch die Gleichung darstellen

$$\sigma = 0{,}342 + 0{,}00166t + 0{,}0922 \sqrt{36{,}4 - t}.$$

Hierbei ist indessen zu bemerken, dass die Beobachtungen von Andréeff sich nur auf das Temperaturintervall von — 7° bis + 20° C. und diejenigen von Cailletet und Mathias auf das Temperaturintervall von —20,6° bis + 24° C. erstrecken.

Deshalb habe ich auch die Dichte bei der Siedetemperatur besonders bestimmt mittels der Mohrschen Wage und bei $t = -89{,}4°$ C. den Wert gefunden $\sigma = 1{,}2257$, einen Wert, der übrigens gut übereinstimmt mit dem aus der Cailletet-Mathiasschen Gleichung für $t = -89{,}4°$ C. extrapolierten Wert für die Dichte des flüssigen Stickstoffoxyduls (1,2277). Für die zweite dem Barometerstande $\beta_0 = 753{,}3$ mm entsprechende Beobachtungstemperatur —89,1° C. ergiebt sich dann unter Benutzung jener Formel $\sigma = 1{,}2250$.

Es mag besonders hervorgehoben werden, dass die Siedepunkts- und Dichtebestimmungen

1) Die erste vor 9 Jahren ausgeführte Prüfung hatte ergeben $n = 253{,}13 - 0{,}025\ (t - 19{,}1)$.

2) L. Cailletet u. E. Colardeau, C. R. **106**, 1189, 1888.

3) W. Ramsay und J. Shields, Journ. Chem. Soc. p. 833, 1893.

4) L. Cailletet, Arch. de Genève **66**, 16, 1878.

5) E. Andréeff, Liebigs Ann. **110**, 1, 1859.

6) L. Cailletet et E. Mathias, Journ. de Phys. 2. Serie (5), S. 549, 1886.

No. der Beobachtungsreihe	Reduzierter Barometerstand in mm	Zugehörige Siedetemperatur des flüssigen N_2O in ^{0}C.	Entsprechende Dichte des flüssigen N_2O	Mittlere Spitzenentfernung in Mikrometerpartes	Mittlere Wellenlänge λ in Mikrometerpartes	Mittlere Temperatur t der Stimmgabel in ^{0} C.	Schwingungszahl n der Stimmgabel bei der Temperatur t	Spezifische Kohäsion a^2 in cm^2	Oberflächenspannung α in dynen/cm
1.	741,1	—89,4	1,2257	1732,0	108,60	13,1	253,16	43,038	26,376
2.	741,1	—89,4	1,2257	1731,4	108,738	13,75	253,14	43,245	26,503
3.	753,3	—89,1	1,2250	1733,7	108,316	10,75	253,22	42,593	26,089

bei Anwendung langer cylindrischer Dewarschen Gefässe grosse Vorsicht und Sorgfalt erheischen wegen der Siedeverzugserscheinungen, die explosionsartig auftreten, wenn das Thermometer oder der Schwimmkörper der Mohrschen Wage die innere Wandung des Dewarschen Gefässes berührt. Um nun zur Mitteilung der Ergebnisse der eigentlichen Kapillarwellenmessungen überzugehen, so sind drei unabhängige Beobachtungsreihen ausgeführt worden, deren jede wieder aus zehn bis fünfzehn gut untereinander übereinstimmenden Einzelbeobachtungen bestand.

In der folgenden tabellarischen Zusammenstellung sind nur die Mittelwerte der drei Beobachtungsreihen mitgeteilt. Die Bedeutung der einzelnen Kolumnen ist aus den einzelnen Überschriften ersichtlich. Zu Kolumne 5 sei nur hinzugefügt, dass die darin mitgeteilten Werte der Spitzenentfernung der Stimmgabel in Mikrometerpartes die Mittelwerte der Messungen sind, welche am Anfange und am Schlusse jeder Beobachtungsreihe ausgeführt worden sind, und dass diese Spitzenentfernung andererseits mittels des Horizontalkomparators zu 20,5854 mm bestimmt worden war.

Man erhält demgemäss für die mittlere beobachtete Siedetemperatur —89,3^0 C. als spezifische Kohäsion des verflüssigten Stickstoffoxyduls im Mittel

$$a^2 = 42{,}959 \text{ cm}^2$$

und als Oberflächenspannung des verflüssigten Stickstoffoxyduls

$$\alpha = 26{,}323 \text{ dynen/cm}.$$

Nun ergiebt sich aus der Gleichung für die molekulare Oberflächenenergie

$$\alpha\, v^{\frac{2}{3}} = 2{,}27\ (\Theta - t),$$

in welcher v das Molekularvolumen, Θ die kritische und t die Beobachtungstemperatur der Flüssigkeit bedeuten, für das Molekulargewicht M die Gleichung

$$M = \sigma \sqrt{\left(\frac{2{,}27\,(\Theta - t)}{\alpha}\right)^3}.$$

Für die kritische Temperatur des Stickstoffoxyduls liegen in der Litteratur zwei Bestimmungen vor, die eine von Janssen[1]), welcher den auch von Cailletet und Mathias[2]) bei ihren Untersuchungen über die Dichte verflüssigter Gase angenommenen Wert $\Theta = 36{,}4$ ergiebt, und eine zweite von Dewar[3]), welcher $\Theta = 35{,}4$ beobachtet hat.

Setzt man in die obige Gleichung für das Molekulargewicht M der Reihe nach die in der vorigen Tabelle enthaltenen Werte für Dichte, Siedetemperatur und Oberflächenspannung ein, so erhält man, je nachdem man $\Theta = 35{,}4$ oder $\Theta = 36{,}4$ setzt, folgende Werte des Molekulargewichts für das verflüssigte Stickstoffoxydul:

Für die kritische Temperatur

	$\Theta = 35{,}4$	$\Theta = 36{,}4$
$M =$	43,26	43,79
	42,84	43,35
	43,68	44,21
Im Mitt.	**43,26**	**43,78**

Vereinigt man die beiden Werte zu einem Hauptmittel **43,52**, so erhält man für das Molekulargewicht des verflüssigten Stickstoffoxyduls einen Wert, der ausserordentlich gut mit dem des gasförmigen, nämlich 44,08, übereinstimmt.

Die Abweichung fällt innerhalb der Genauigkeitsgrenzen unserer Kenntnis der kritischen und Siedetemperatur. Wir können demnach aus den mitgeteilten Versuchen schliessen, dass Stickstoffoxydul, ebenso wie schweflige Säure und Ammoniak[4]), im gasförmigen und im flüssigen Zustande dasselbe Molekulargewicht besitzen.[5])

1) W. J. Janssen, Inaugural-Dissertation, Leiden 1877; Rep. Brit. Assoc. S. 211, 1876; vergl. auch F. Roth, Wied. Ann. 11, 1 u. 29, 1881.

2) L. Cailletet u. E. Mathias, l. c.

3) J. Dewar, Phil. Mag. (5) 18, 210, 1884.

4) L. Grunmach, Sitzungsber. d. Berl. Akad. 837, 1900.

5) Auf Veranlassung von Herrn van der Waals hat bereits im Jahre 1895 Herr J. Verschaffelt Messungen kapillarer Steighöhen von flüssigem Stickstoffoxydul innerhalb des Temperaturintervalls +4,4 bis —20,0^0 C. angestellt, aus denen hervorgeht, dass die Eötvössche Konstante innerhalb dieses Intervalls den Wert 2,198 hat. (Comm. from the Phys. Labor. Leiden 18, 12, 1895.)

A. Wehnelt (Erlangen), Über den Austritt negativer Ionen aus glühenden Metalloxyden und damit zusammenhängende Erscheinungen.[1])

In einer Abhandlung gleicher Überschrift in Band **14**, S. 425—468 der Annalen der Physik (1904) habe ich eine Reihe von Versuchen und Messungen mitgeteilt, welche ergaben, dass einige Metalloxyde und zwar besonders die Oxyde der Erdalkalimetalle im glühenden Zustande sowohl bei Atmosphärendruck als auch im Vakuum zahlreiche negative Ionen (Elektronen) aussenden.

In innigem Zusammenhange mit dieser Eigenschaft steht die des weiteren von mir gefundene Thatsache, dass der Kathodenfall der Glimmentladung an glühenden Oxydkathoden selbst bei den tiefsten Drucken völlig verschwindet, vorausgesetzt, dass die Stromdichte (Stromstärke pro cm² glühender Oxydoberfläche) unterhalb eines von der Temperatur abhängigen und mit dieser wachsenden Wertes bleibt. Diejenige Stromdichte, bei der sich ein Kathodenfall zu zeigen beginnt, habe ich Grenzstromdichte genannt. Sie erreicht bei hoher Weissglut der Oxyde Werte bis zu 3 Ampère.

Ich möchte Ihnen heute zuerst einige Versuche vorführen, welche das oben Gesagte erläutern und Ihnen dann eine praktische Anwendung glühender Oxydkathoden zeigen.

Aussendung negativer Ionen durch glühende Metalloxyde. Ein mässig weit evakuiertes Glasrohr R (Fig. 1) enthält einen Messingcylinder C, in dessen Achse sich ein mit CaO überzogener dünner Platindraht D befindet. Der Draht kann durch den Strom zweier Akkumulatoren A auf hohe Temperaturen erhitzt werden. Verbinde ich den Draht D mit dem einen Pol, den Cylinder C über ein Galvanometer G mit dem anderen Pole einer Stromquelle B, so fliesst nur dann ein Strom durch das Rohr, wenn D mit dem negativen Pol von B verbunden ist. Der Versuch zeigt also, dass nur negative Ionen vom glühenden Oxyde ausgesandt werden.

Fig. 1.

Nehme ich ein sonst völlig gleiches Rohr, welches aber einen sorgfältig gereinigten Platindraht enthält und erhitze diesen auf die gleiche Temperatur, wie vorher den mit CaO überzogenen Draht, so ist der Strom bei gleich grosser negativer Ladung des Drahtes nur ausserordentlich schwach und zwar nur circa $1/1000$ desjenigen bei dem vorigen Versuche.

Glühende Metalloxyde als Kathoden in Entladungsröhren. Das Rohr R (Fig. 2) enthält als Kathode K ein mit CaO überzogenes Platinblech P, welches elektrisch geglüht werden kann, als Anode einen Eisendraht A. Die mehrere cm² betragende Oberfläche der glühenden Metalloxydkathode gestattet beträchtliche Stromstärken, selbst bei tiefen Drucken, durch das Rohr zu senden, ohne dass ein Kathodenfall vorhanden ist. Da der Anodenfall konstant ca. 20 Volt beträgt und das Gefälle auf der positiven Säule bei starken Strömen und niederen Drucken, wie besondere Messungen ergeben haben, nur 1 bis 2 Volt pro cm beträgt, so kann ich unter Anwendung der Lichtleitung von 220 Volt Spannung durch das Rohr Fig. 2 Ströme von mehreren Ampère Stärke senden. Die glühenden Oxydkathoden geben uns somit ein Mittel an die Hand, die Vorgänge auf der positiven Säule in beliebigen Gasen bei beliebig tiefen Drucken bis zu sehr hohen Stromstärken zu untersuchen. Die ausserordentliche Helligkeit der positiven Schichten bei hohen Stromstärken verspricht der spektralanalytischen Untersuchung von Gasspektren dienlich zu werden. Quarzfenster am Rohr würden auch den ultravioletten Teil des Lichtes der Schichten der Untersuchung zugänglich machen.

Fig. 2.

Weiche Kathodenstrahlen. Überschreitet man die Grenzstromdichte, sei es durch Vergrösserung der Stromstärke oder durch Verringerung der Temperatur der glühenden Oxydkathode, so kann man dem Kathodenfall jeden beliebigen Wert erteilen, also Kathodenstrahlen von jeder beliebigen Geschwindigkeit erzeugen.

[1]) Vorgetragen in Abteilung 2 am 21. Sept. Ausführliche Litteraturangaben befinden sich Annalen der Physik **14**, 425—468, 1904.

Das Rohr Fig. 3 enthält als Kathode *K* ein kleines Platinblech *P*, auf dem sich ein kleiner

Fig. 3.

Fleck von Calciumoxyd befindet. Als Anode dient ein Messingstab *A*. Glüht man das Blech *P* elektrisch und verbindet die Elektroden *A* und *K* unter Zwischenschaltung eines passenden Widerstandes mit der Lichtleitung von 220 Volt Spannung, so geht der gesamte Strom nur durch den Calciumoxydfleck auf dem Kathodenblech *P*, da hier der Kathodenfall weit niedriger ist als am blanken Platinblech, wobei ein dünnes intensiv blaues Kathodenstrahlenbündel von dem Fleck ausgeht. Durch Änderung der Temperatur des Platinbleches kann man dann den Kathodenstrahlen jede beliebige Geschwindigkeit erteilen, die dann nach bekannten Methoden gemessen werden kann.

Verwendung von Entladungsröhren mit glühenden Metalloxydkathoden in der Praxis. Rückt man in einem evakuierten Entladungsrohr *R* (Fig. 4)[1] eine oder mehrere

Fig. 4.

metallische Elektroden *A* nahe an die glühende Metalloxydelektrode *K* (Platinblech *P* mit CaO überzogen), so beträgt das Entladungspotential, wenn *A* Anode und *K* Kathode ist, nur circa 20 Volt. Kehrt man die Stromrichtung um, so dass jetzt *A* Kathode und *K* Anode ist, so beträgt das Entladungspotential jetzt einige Tausend Volt, da bei tiefen Drucken der Kathodenfall an Metallen ausserordentlich hohe Werte annimmt. Verbindet man daher die Elektroden *A* und *K* mit einer Wechselstromquelle, deren Spannung unterhalb des Wertes liegt, den der Kathodenfall an der Metallelektrode *A* besitzt, so wirkt das Rohr als elektrisches Ventil, indem es von dem Wechselstrom nur eine Phase hindurchlässt. Das Rohr Fig. 4 kann also dazu dienen, Wechselstrom in pulsierenden Gleichstrom zu verwandeln.

1) Die Kathode *K* ist um 90° gegen die Bildebene gedreht zu denken.

Die maximal durch das Rohr (Ventilrohr) zu sendende Stromstärke hängt, wie aus dem oben Gesagten folgt, von der Grösse der glühenden Oxydoberfläche ab. Der Nutzeffekt der Ventilröhre hängt von der angewandten Betriebsspannung ab und wächst mit dieser, da das Rohr bis zur stärkst zulässigen Stromstärke ganz unabhängig von dieser immer nur 20 Volt Spannung absorbiert. Bei Anwendung einer Betriebsspannung von 120 Volt Wechselstrom betrug unter Berücksichtigung des Wattverbrauches zur Erhitzung der Metalloxydkathode der Nutzeffekt des Ventilrohres circa 65 Proz.

Durch Anwendung der bekannten Grätzschen Schaltungen kann man beide Phasen des Wechselstromes ausnutzen. Durch Anwendung von drei Metallanoden kann man wie beim Hewittumformer auch Drehstrom in pulsierenden Gleichstrom verwandeln.

Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Stark (Göttingen): Ich möchte an den Herrn Vortragenden die Frage richten, ob der praktischen Anwendung des von ihm vorgeschlagenen Transformators nicht daraus Schwierigkeiten erwachsen, dass die erhitzten als Kathode dienenden Oxyde bei Dauerbetrieb allmählich reduziert werden.

Wehnelt: Eine Reduktion der Oxyde tritt stets ein, wenn Dämpfe organischer Verbindungen (z. B. Fettdämpfe) vorhanden sind, die durch die Entladung zersetzt werden und mit dem Metalloxyd dann Carbide bilden. Vermeidet man bei der Zusammensetzung des Rohres jede derartige Verunreinigung, so tritt auch bei Röhren, die von der Pumpe abgeschmolzen sind, keine Reduktion der Oxyde ein.

Voller (Hamburg): Zur praktischen Verwendung möchte ich mitteilen, dass man, wie es Walter in Hamburg gemacht hat, eine Unterdrückung der einen Phase eines durch Wechselstrom erzeugten Induktoriumstromes auch durch die Ventilwirkung einer Funkenstrecke zwischen Spitze und Platte sicher erreichen kann. Eine Röntgenröhre kann man dann mit Wechselstrom sehr schön betreiben.

Wehnelt: Dann habe ich mich wohl nicht ganz klar ausgedrückt. Das Ventilrohr wird nicht in den Hochspannungskreis geschaltet, sondern in den primären Kreis, wo bei der niedrigen Spannung sich keine Funkenstrecke befinden kann.

Voller: Die von mir erwähnte Funkenstrecke liegt natürlich im Hochspannungskreise.

Otto Lummer (Berlin), Auflösung feinster Spektrallinien.[1][2]

Nach einer Einleitung über die Gesetze der schwarzen Strahlung und ihre Anwendung auf die Messung hoher Temperaturen spricht der Vortragende kurz über den Prozess des Leuchtens der Gase und Dämpfe. Wenn die Untersuchungen über die Temperaturstrahlung unter anderem das Ziel verfolgten, die Energieverteilung im Spektrum für den gesamten Wellenlängenbereich festzustellen, so ist es ein Ziel der Untersuchung des Leuchtens der Gase und Dämpfe, die Energieverteilung der einzelnen Spektrallinien, welche jede für sich ein kleines Spektrum darstellen, aufzufinden. Um diese Aufgabe zu fördern, müssen die bisherigen spektralanalytischen Hilfsmittel verfeinert werden. Unter dem Hinweis darauf, dass besonders die Interferenzen hohen Gangunterschieds berufen erscheinen, hier weitere Fortschritte erzielen zu lassen, führt dann Verf. etwa folgendes aus:

Auf der Naturforscher-Versammlung in Hamburg hatte ich schon das Prinzip des Interferenz-Spektroskops erörtert. 3, 172 od. 1901, 219. Damals war der Apparat noch ein neugeborenes Kind, jetzt ist er schon ein stattlicher Junge geworden, dank der Mitarbeit des Herrn Gehrcke. Auch die wenigen Trabanten der Quecksilberlinien, welche damals bekannt waren, haben sich inzwischen zu einer stattlichen Zahl ausgewachsen, und wir hoffen, noch mehr Resultate in Zukunft zu gewinnen.

Zunächst will ich, um Ihnen das Prinzip des Apparats in Kürze klar zu machen, folgendes Bild gebrauchen: Es sei die Aufgabe gestellt, die Schrittdifferenz zweier Personen zu bestimmen. Um diese Aufgabe zu lösen, haben wir nur die Schritte der beiden zu messen und die Differenz davon zu nehmen. Soll das aber bis auf ein Milliontel genau gemacht werden und unterscheiden sich die Schrittlängen nur sehr wenig voneinander, so ist die Sache nicht so einfach. Ich kann nun z. B. so verfahren, dass ich vom gleichen Moment aus beide Personen nebeneinander marschieren lasse, etwa im Schnee, wo die Fussspuren zu sehen sind. Nach m Schritten möge dann die Fussspur des einen in der Mitte zwischen den Fussspuren des anderen liegen. Diese Position bezeichne ich als eine Dissonanz. Dann kommt nach $2m$ Schritten, wo die Fussspuren sich decken, eine Konsonanz, also der eine hat einen Schritt mehr gemacht als der andere. Tritt dieser Vorgang erst nach Million Schritten ein, so ist die Differenz der einzelnen Schritte ein Milliontel. Sie sehen also, dass man mittels dieser Methode sehr kleine Schrittdifferenzen noch zu erkennen und zu messen vermag.

Was die Fussspuren im Schnee sind, repräsentieren nun in der Optik die Interferenzsysteme. Wir wollen die Differenz zweier Wellenlängen, λ und λ_1, bestimmen. Lassen wir dann das Licht durch zwei Spalte gehen, so bekommen wir in dem Raume dahinter Interferenzsysteme. Die Intensitätsmaxima der Systeme sind die Fussspuren, und die Anzahl der Interferenzen ist die Anzahl der Schritte. Aber die Interferenzen von λ und λ_1 überlagern sich, und es kann vorkommen, dass nicht die einzelnen Systeme zu sehen sind, sondern nur eine allgemeine Helligkeit; das tritt z. B. im Falle der Dissonanz beider Wellen ein, wenn der Intensitätsabfall der Interferenzerscheinung vom Maximum zum Minimum ein sinusförmiger ist. — Wir schliessen somit, dass unser Interferenzapparat zwei Bedingungen zu erfüllen hat, 1. er muss eine grosse Anzahl von Interferenz-Maximis entstehen lassen, und 2. muss der Intensitätsabfall so steil sein, dass wir die einzelnen Systeme voneinander trennen können.

Die Interferenzerscheinung, welche den gestellten Bedingungen genügt, ist die einfachste, welche es giebt, nämlich diejenige, welche man erhält, wenn man Licht an einer planparallelen Platte reflektieren lässt. Bereits in meiner Doktordissertation habe ich diese Interferenzen (zu andern Zwecken) benutzt.

Ich kann Ihnen hier derartige Interferenzen demonstrieren, und zwar sowohl bei senkrechter wie bei schräger Inzidenz des Lichts auf die Platte. Die Auflösungskraft unserer Platte von 20 cm Länge und 0,5 cm Dicke ist rund $^1/_{400000}$ der Wellenlänge, d. h. wir können damit noch den 400sten Teil der beiden D-Linien auflösen. Da ein Prisma von 1 cm Basisdicke gerade die D-Linien auflöst, so müsste man also 400 solcher Prismen anwenden, um die gleiche Leistung zu erzielen. Ich verweise im einzelnen auf unsere Veröffentlichungen in den Annalen der Physik und den Abhandlungen der Reichsanstalt.

Der Preis dieser Platte, welche aus der Werkstätte von Zeiss stammt, beträgt 1000 M. Eine grössere Platte zu schleifen, selbst wenn ein deutscher Carnegie das Geld dazu geben wollte, könnte die deutsche Technik wohl kaum jetzt leisten. Unsere Platte ist nur gleich dick bis auf $^1/_4$ der Wellenlänge. Um allen theoretischen Anforderungen zu genügen, sollte sie eigentlich viel besser sein, immerhin leistet sie aber trotz ihrer Fehler recht viel. Diese Abweichungen von der idealen Planparallelität spielen vielleicht mit, wenn nicht alle Einzelheiten in

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 21. Sept.

2) Wegen plötzlicher Erkrankung war der Verfasser ausserstande, den Vortrag für die Drucklegung zu bearbeiten und durchzusehen. An seiner Stelle habe ich deshalb die Durchsicht besorgt. Eine genaue Wiedergabe des Vortrags war auf Grund der vorhandenen Unterlagen nicht möglich.
E. Gehrcke.

unserm Interferenzbild, die wir sehen, reell sind. Aber wenn behauptet worden ist, dass alles, was wir sehen, „Geister" sind, so können wir uns auf Grund unserer Beobachtungen dieser Meinung nicht anschliessen.[1])

Ausser den Quecksilberlinien haben wir besonders auch Kadmiumlinien untersucht in einer Aronsschen Quecksilberlampe aus Quarzglas, welche Kadmiumamalgam enthielt. Auch die rote Linie ist, wie sich zeigte, nicht homogen und besitzt einen unsymmetrischen Abfall im Bau ihres Spektrums.

Wie kürzlich beobachtet wurde, erleidet die Struktur der Spektrallinien eines leuchtenden Gases eine Änderung, wenn wir das Leuchten statt auf die gewöhnliche Weise mittels Hertzscher Wellen erregen; bei Argon, Helium, Natrium, Quecksilber und Wasserstoff zeigte sich eine deutliche Veränderung der Energieverteilung, wenn von der einen Art der Erregung zu der anderen übergegangen wurde.

Wir wollen noch keine Schlüsse ziehen, sondern nur andeuten, dass diese Vorgänge von neuem zeigen, dass die Erregung einer solchen Gasstrahlung auf Elektronenvorgängen beruht und wenig mit Temperaturstrahlung zu thun hat, und dass Schlüsse, die man aus der Intensität der Spektrallinien auf die Temperatur gezogen hat, doch zum mindesten sehr verfrüht sind. Lockyer z. B. macht daraus Schlüsse auf die Temperatur der Sterne. Wir kennen von ihnen das Spektrum, und darnach sind die Sterne eingeteilt. Damit ist es aber auch genug. Nur wenn wir wissen würden, wie das Licht der Sterne zustande kommt, könnten wir Schlüsse auf ihre Temperatur ziehen. Was wir heute gut kennen, ist allein die schwarze Strahlung, sie ist quantitativ bestimmt; bei den anderen Strahlungen, Strahlungen von Dämpfen und Gasen, müssen noch die Mechanismen der Strahlung näher untersucht werden, und für diese Untersuchungen scheint mir die Interferenzspektroskopie, speziell unser Interferenzspektroskop, vielversprechend zu sein.

1) Vgl. unsere Kontroverse mit Perot u. Fabri, Journal de Physique, Januar und Mai 1904.

W. Schmidt (Giessen), Vorführung eines Apparates zur Demonstration stehender und interferierender Wellen.[1])

Mit dem hier stehenden Apparat wird in erster Linie der Zweck verfolgt, den Vorgang der Reflexion eines Wellenzuges zu veranschaulichen. Denn die Reflexion eines selbst mit mässiger Geschwindigkeit fortschreitenden Wellenzuges, z. B. einer Seilwelle am festen Ende, geht doch noch so schnell vor sich, dass man die einzelnen Stadien der Bewegung ohne besondere Hilfsmittel nicht verfolgen kann.

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 21. September.

Die aus der Übereinanderlagerung zweier in gleicher Richtung fortschreitender Wellen entstehende Wellenform kann man sich verhältnismässig einfach durch Zeichnung oder die Apparate von Pfaundler, Grimsehl u. a. klar machen. Um das Zustandekommen stehender Wellen aus der Übereinanderlagerung zweier in entgegengesetzter Richtung fortschreitender Wellen zu zeigen, gebraucht man gewöhnlich die von Melde[1]) angegebene Wellentafel. Auf

Fig. 1.

einer Grundplatte können parallel zueinander zwischen Leisten 2 Pappstreifen verschoben werden, der eine nach links, der andere nach rechts. Auf den Streifen sind z. B. Sinuslinien gezeichnet. Man erhält die für eine bestimmte Zeit geltende Wellenform, indem man die Ordinaten der übereinander befindlichen Wellen addiert und auf die Wandtafel aufzeichnet. Dann verschiebt man die Streifen in entgegengesetzter Richtung um ein gleiches Stück und konstruiert ebenfalls wieder die resultierende Welle. So fährt man fort, bis man den ganzen Verlauf der Welle dargestellt hat.

Natürlich ist das ziemlich mühsam und giebt doch noch kein gutes Bild der Bewegung, da man eben nur immer eine Anzahl zeitlich getrennter Momente betrachten kann. Eine kontinuierliche Bewegung würde man erhalten, erstens: durch eine mechanische Vorrichtung zum gleichmässigen Verschieben der Leisten, und zweitens: durch eine selbstthätige Addition der Wellenordinaten. — Die gleichmässige Verschiebung in entgegengesetzter Richtung ist sehr leicht durch ein Zahnrad mit zwei Triebstangen zu erreichen. — Auf die Vorrichtung zur selbstthätigen Addition der Ordinaten muss ich etwas ausführlicher eingehen. — Eine gespannte Stahlspirale trägt in ihrer Mitte die Kugel C und ist in den Punkten A und B befestigt, die in Richtung der Spiralachse AB nach oben und unten bewegt werden können. Wird A um ein bestimmtes Stück d verschoben, so geht C um $d/2$ im gleichen Sinne mit. Dasselbe tritt ein, wenn B bewegt wird. Wird A und B um gleichviel nach oben bewegt, so geht die Kugel um dasselbe Stück mit, dagegen bleibt sie

1) Vgl. z. B.: Müller-Pouillets Lehrbuch d. Physik, 9. Aufl., S. 665, Braunschweig 1886.

stehen, wenn A und B um das gleiche Stück nach verschiedenen Seiten bewegt werden. Die Verschiebung von C ist immer das arithmetische Mittel der Verschiebungen von A und B. Bei unserem Apparat nun liegen 21 Stahlspiralen nebeneinander. Ihre Endpunkte werden gezwungen, sich der jeweiligen Form einer oberen, bezw. einer unteren Wellenlinie anzupassen. Die roten Kugeln in der Mitte geben uns ein Bild der resultierenden Wellenform. — Dass wir übrigens nur die halbe, nicht die ganze Summe der Einzelverschiebungen bekommen, macht nichts aus, da bloss das Verhältnis der resultierenden Ordinaten zueinander von Bedeutung ist. Übrigens

Fig. 2.

hätte es sich durch andere mechanische Vorrichtungen erreichen lassen, dass die mittlere Kugel um dasselbe Stück wie die Endpunkte vorwärts rückt. Ich habe jedoch diese Federkonstruktion angewandt, weil sich auf diese Weise am besten veranschaulichen lässt, wie 2 auf einen Punkt wirkende Kräfte — denn durch die elastischen Federn werden ja Spannkräfte auf die Kugeln ausgeübt — sich summieren.

Die geradlinige Führung von A und B geschieht durch ⊐förmig gebogene Aluminiumbleche, die längs Stahldrähten verschiebbar

Fig. 3.

sind. Jedes Aluminiumblech ist durch die Querstange q mit einem symmetrischen Blech verbunden, das ebenfalls längs eines Stahldrahtes verschiebbar ist und durch eine auf der Rückseite des Apparats befindliche Feder angezogen wird. Auf diese Weise ist erreicht, dass die Führungsbleche nicht einseitig an die Stahldrähte angepresst werden, sondern sich mit ganz geringer Reibung verschieben lassen.

Die Wellenformen sind aus Holzleisten hergestellt und lassen sich auf federnde Stifte der messingnen Triebstangen stecken. Diese sind zwischen Führungen beweglich und lassen sich mit Hilfe von Zahnrad und Kurbel leicht hin- und herschieben.

Zunächst will ich den Vorgang der Reflexion einer Seilwelle am festen Ende zeigen. Das Seil wird durch diese Kugeln bezeichnet; der feste Endpunkt soll mit der äussersten Kugel links zusammenfallen. Nach rechts hin denken wir uns das Seil vorläufig beliebig weit verlängert. Von rechts kommt eine Welle, die sich durch eine einfach gebrochene Linie graphisch darstellen lassen soll, an das feste Ende heran. Solange sie dieses nicht berührt, ist die entstehende Störung ja ohne weiteres verständlich. Kommt nun die Welle an das Ende heran, so wird dieses nur dann in Ruhe

Fig. 4.[1]

Wellenapparat mit Schablone „Reflexion einer Seilwelle am festen Ende."

bleiben können, wenn dem ersten Wellenzug mit derselben Geschwindigkeit ein zweiter entgegenläuft, der so beschaffen ist, dass die Amplituden der ankommenden und reflektierten Welle im Endpunkte jeweilig die Summe 0 bilden. Den zweiten Wellenzug erhalten wir bekanntlich aus dem ersten durch zweimalige Spiegelung, erst an der durch den Endpunkt gehenden Vertikalen, dann an der Horizontalen. Oder mathematisch: Lässt sich der ursprüngliche Wellenzug durch die Funktion

$$F(ct+x)$$

darstellen, wo c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle, t die Zeit und x die Abszisse bedeutet, so wird der reflektierte Wellenzug die Form haben:

$$-F(ct-x).$$

Der reflektierte Wellenzug ist durch die auf dem unteren Trieb befestigte Holzform dargestellt. Dreht man an der Kurbel, so sieht man, wie sich die beiden Wellenzüge überlägern und wie dabei der Endpunkt in Ruhe bleibt, trotz-

1) „Die Spiralfedern (vergl. Fig. 2) sind durch die gestrichelten Linien dargestellt."

dem sich die Befestigungspunkte der letzten Feder auf und ab bewegen.

Ich will jetzt solange an dem Triebrade drehen, bis der Anfangspunkt der unteren Welle an die letzte Kugel rechts herankommt. Soll auch diese für alle Zeiten in Ruhe bleiben, so muss dem untern Wellenzug wieder von rechts her ein zweiter entgegenlaufen, der sein zweimaliges Spiegelbild ist. Dieses Spiegelbild ist nun unserem ursprünglichen Wellenzuge kongruent und gegen denselben um das Doppelte der Entfernung l der beiden Endpunkte verschoben. Mathematisch: Die Funktion $F(ct+x)$ und, weil ja die einmal angefangene Bewegung immer weiter geht, auch die Funktion $F(ct-x)$ muss um $2l=cT$ periodisch sein. T bedeutet die Dauer der Periode.

Da sich nun eine periodische Funktion stets in eine Summe einfacher harmonischer Funktionen, d. h. eine Fouriersche Reihe, entwickeln lässt, so wird durch diese Konstruktion ohne weiteres klar, dass der Grundton einer Saite von der Länge l die Periode $T=2l/c$ haben muss und dass die Wellenlänge der Grundschwingung gleich der doppelten Saitenlänge ist.

Ich will jetzt das Bild der gezupften Saite zeigen. Die Saite soll in einem Punkt, der um ein Drittel der Saitenlänge vom linken Endpunkt absteht, in die Höhe gezogen und dann losgelassen sein. Anfangs haben wir eine einfach gebrochene Linie. Nach Beginn der Bewegung teilt sich der eine Eckpunkt in zwei, der eine läuft nach links, der andere nach rechts, und die Saite nimmt nach und nach all die Formen an, wie sie aus den Lehrbüchern der Theoretischen Physik bekannt sind. (Vgl. z. B. Helmholtz, Vorl. III, p. 116.)

Ich habe hier noch eine Wellenform — die

Fig. 5.
Wellenapparat mit Schablone „Grundschwingung (transversal) des inmitten festgeklemmten Stabes".

Schablonen sind kongruente Sinuslinien —, durch die man die Grundschwingung einer beiderseitig offenen Röhre oder eines inmitten festgeklemmten Stabes veranschaulichen kann. Hier sind die Endpunkte Bäuche, der Mittelpunkt ein Knoten der Schwingung.

Aber man kann auch durch eine einfache Vorrichtung die Interferenz zweier in gleicher Richtung fortschreitenden Wellen zeigen. Die obere Holzform wird ohne Trieb in die Führungsleisten geschoben und durch ein Verbindungsstück mit der unteren Holzform, an der sich der Trieb noch befindet, zusammengekoppelt. Die Koppelung kann durch horizontale Löcher in der oberen Wellenform so geschehen, dass wir bestimmte Phasendifferenzen der beiden Wellenzüge haben. Bei Phasendifferenz von einer halben Wellenlänge bleiben trotz Bewegung des Triebrades die Kugeln stets in Ruhe, bei Phasendifferenz von einer viertel Wellenlänge resultiert ein Wellenzug, dessen Nullpunkt gegen den Nullpunkt der erzeugenden Wellen verschoben und dessen Amplitude kleiner als die Amplitude der erzeugenden Wellen ist. Bei Phasendifferenz 0 ist der Nullpunkt nicht verschoben und die Amplitude gerade so gross wie bei den erzeugenden Wellen.

Schliesslich lässt sich noch mit diesem Apparat die Übereinanderlagerung zweier Sinuslinien von verschiedener Periode zeigen. Oben schiebt man z. B. eine Wellenform von der Halbwellenlänge $\lambda/2 = 30$ cm und der Amplitude $A = 16$ cm ein; unten eine Wellenform von halber Periode und $1/3$ Amplitude ein. Je nach dem Phasenunterschied bekommt man verschiedene Bilder. — Nimmt man unten eine Wellenform von $1/3$ Periode und $1/9$ Amplitude der oben befindlichen, so resultiert eine Kurve, die sich einmal der Form der in der Mitte gezupften Saite, das anderemal einem Halbkreis nähert.

Zum Schluss möchte ich bemerken, dass bereits im Jahre 1857 ein Thüringer Orgelbauer Schulze einen Apparat konstruiert hat, mit dem man ebenfalls durch die gegenseitige Verschiebung zweier Holzleisten stehende Wellen erzeugen konnte. Freilich ist aus der Abbildung in Pogg. Ann. C, Taf. VII nicht zu ersehen, wie der Mechanismus beschaffen war. Eine Anfrage bei der Firma Ernecke-Berlin, in deren älteren Katalogen der Schulzesche Wellenapparat geführt wurde, brachte mir ebenfalls nicht die gewünschte Auskunft; denn der Apparat ist von Ernecke niemals ausgeführt worden.

Der hier beschriebene Apparat wird in ähnlicher Ausführung durch den Mechaniker W. Schmidt[1]) in Giessen zum Preise von 120 M. angefertigt.

1) Nicht identisch mit dem Verfasser.

H. Th. Simon (Göttingen), Über einen Phasenmesser und seine Verwendung zur Fernübertragung der Kompassstellung.[1])

Die Methode stützt sich auf die in der Optik geläufige Thatsache, dass zwei cirkular polarisierte Vektorfelder (Drehfelder), die man mit entgegengesetzter Drehrichtung bei gleicher Amplitude übereinander lagert, sich zu einem linear polarisierten Vektorfelde zusammensetzen, dessen Azimut nur von der Phasendifferenz der Drehfelder bestimmt wird.

Lagert man also zwei magnetische Drehfelder in dieser Weise übereinander, so erhält man ein magnetisches Wechselfeld von einem Schwingungsazimut, welches die halbe Differenz der Phasen beider Drehfelder misst. Die Figur 1

$\varphi = 0$ $\varphi = \frac{\pi}{2}$ $\varphi = \pi$ $\varphi = \frac{3\pi}{2}$

Fig. 1.

macht dieses Verhalten anschaulich. Die beiden Drehfelder werden durch die Rotation der Pfeile, das Azimut des resultierenden Wechselfeldes durch die gestrichelte Linie angedeutet. $\varphi =$ Phasendifferenz.

Fig. 2 ist das sich ergebende Phasenzifferblatt. Während also die Phasendifferenz sich um 2π ändert, durchwandert das Azimut des resultierenden Wechselfeldes einen Winkel π.

Fig. 2.

Dieses Verhalten lässt sich elegant mit Hilfe der Braunschen Röhre und z. B. zweier Dreiphasenströme demonstrieren. Zwei gekoppelte kleine Dreiphasengeneratoren liefern mit je 3 um 120^0 verschobenen Spulen eines Eisenringes verbunden die beiden Drehfelder. Jedes einzelne Drehfeld bewegt das Kathodenstrahlbündel im Kreise herum und erzeugt statt des Flecks einen Fluoreszenzkreis. Übereinandergelagert geben die beiden Felder eine Fluoreszenzlinie, deren Azimut sich ändert, sobald die Phase der beiden Drehströme geändert wird. Das kann z. B. durch Verdrehung der Koppelung der beiden Maschinenanker geschehen. Ist, wie bei der Demonstration, die Koppelungswelle biegsam, so lassen sich Torsionsschwingungen der Welle durch die Schwingungen der Phasenlinie beobachten. Auch durch Drehung des Feldmagneten der einen Maschine verändert man die Phase.

Was so für dreiphasige Drehfelder gilt, gilt für jede anderen. Die Herkunft ist ganz gleichgültig, z. B. kann man das eine Drehfeld durch den Strom, das andere durch die Spannung eines gewöhnlichen Wechselstroms erzeugen. Das geschieht nach den bei den Ferrariswechselstrominstrumenten vielfach verwendeten Prinzipien, indem man den betreffenden Strom in zwei um $\frac{\pi}{2}$ gegeneinander verschobene Komponenten zerlegt.

Der Vorteil der beschriebenen Methode ist vor allem der, dass sie von der Frequenz völlig unabhängig ist und jede Phasendifferenz zwischen 0 und 2π misst. Beides ist bei den in der elektrotechnischen Praxis gebräuchlichen Phasenmessern nicht der Fall.

Im übrigen lässt sie sich ebenso auch für elektrostatische Felder nutzbar machen und etwa zur Phasenmessung elektrischer Schwingungen verwenden. Strom und Spannung einer solchen haben eine Phasendifferenz von $\frac{\pi}{2}$. Unter Benutzung der elektrostatischen und magnetischen Ablenkung gleichzeitig erhält man also wieder eine Kreisbewegung des Fluoreszenzfleckes.

Einer Anwendung des Prinzips zur Konstruktion von direkt zeigenden Phasenmessern für die Praxis steht nichts im Wege. Die Kathodenstrahlröhre ist hier natürlich nicht geeignet. Es lassen sich indes manche andere Wege angeben, die zum Ziele führen, z. B. habe ich als Phasenindikator ein Stück einer magnetisierten Stahlsaite in dem Drehfeldringe schwingen lassen und auf der freien Spitze einen kleinen Spiegel senkrecht befestigt. (Fig. 3.)

Ein senkrecht auf den Spiegel geworfener Lichtstrahl zeichnet nach der Reflexion das durch die Saitenschwingung festgelegte Phasenazimut auf einem mit Skala versehenen Schirme auf. Reguliert man die Schwingungen des Drahtes auf Resonanz mit dem verwendeten Wechselstrom, so lässt sich in dieser Weise eine beträchtliche Empfindlichkeit erzielen. Diese und andere Ausführungen, die ich durchprobiert habe, möchte ich nicht demonstrieren, weil sie prinzipiell nichts Neues zeigen und technisch noch nicht genügend durchgearbeitet sind. Schwierigkeiten ergeben sich nur, wenn man zu ganz hohen Empfindlichkeiten kommen will, von der Grössenordnung eines Galvanometers, wie sie zu einer gleich zu besprechenden Anwendung erforderlich sind. Indessen habe ich

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 21. Sept.

Spiegel

Drehfeld-Ring

magnetische Stahlsaite

Fig. 3.

mich überzeugt, dass dieselben nicht unüberwindlich sind.

Eine Konstruktion nur möchte ich anführen, weil sie zugleich die Übertragung des Prinzips auf das Gebiet der Mechanik enthält. Denkt man sich jedes der Drehfelder zum Betriebe eines Synchronmotors verwendet, die sich also entgegengesetzt drehen, und verbindet mit der Achse jedes der Motoren eine Scheibe mit je einem Sektorenschlitz, so wird ein parallel der Rotationsachse auftreffendes Lichtbündel auf einem Schirme das Phasenazimut als Lichtlinie markieren. Denn immer auf der Phasenlinie gehen die beiden Schlitze übereinander weg und lassen den Lichtstrahl hindurchtreten. Lässt man die beiden Scheiben dicht voreinander und zusammen vor einem festen Phasenziffernblatt rotieren, so ist von demselben stets nur der betreffende Teilstrich sichtbar, der die Phase angiebt. Auch diese mechanischen Durchführungen haben technisches Interesse. Sie lassen sich zu Messinstrumenten z. B. der Ungleichförmigkeit von Motoren ausbilden. Würde man mit der Achse des zu beobachtenden Motors mittels einer elastischen Koppelung ein Schwungrad von grossem Trägheitsmoment und kleiner Reibung antreiben, dann die eine Sektorenscheibe des oben beschriebenen Apparates von diesem Schwungrade, die andere von der Maschinenwelle antreiben lassen, so würde unser Phasenmesser die Ungleichförmigkeit des Motors anzeigen und eventuell registrieren. In ähnlicher Weise liessen sich die Torsionsschwingungen, die etwa Schiffswellen machen, an einem beliebig fernen Orte, z. B. auf der Kommandobrücke, dauernd sichtbar und kontrollierbar machen.

Ich möchte nun noch diejenige Anwendung des Prinzips erläutern, die mir am wichtigsten zu sein scheint, nämlich die Anwendung zur Fernübertragung der Kompassstellung, d. h. der Richtung des horizontalen Erdfeldes. Diese Anwendung ist mit wenigen Worten erläutert. Die beiden gekoppelten Drehstromgeneratoren müssen mit ihren Achsen senkrecht stehen. Als erregendes Feld für den einen wird das horizontale Erdfeld benutzt, d. h. der eine Generator ist ein mehrphasiger Erdinduktor. Das Feld des einen Generators ist also mit dem Schiffe fest verbunden, das des anderen steht im Raume unveränderlich fest. Sind die beiden Anker festgekoppelt, so bestimmt die relative Lage des Schiffes zum magnetischen Meridian die Phasendifferenz der beiden Drehfelder, unser Phasenmesser zeigt also die Richtung des Erdfeldes an, und zwar an einem beliebig fernen Orte. —

Es ist bekannt, dass dieses Problem im Zeitalter der eisernen Schiffe eine grosse Bedeutung hat. Wie ich während meiner Versuche erfuhr, hat Herr L. Weber in Berlin vor einer Reihe von Jahren zuerst den Vorschlag gemacht, die Phase eines im horizontalen Erdfelde durch Rotation eines Erdinduktors erzeugten Wechselstromes zur Fernübertragung der Kompassstellung zu benutzen. Doch sind mir Einzelheiten seines Vorschlags nicht bekannt. Auch hat man nichts vernommen, dass sie zu einer praktischen Durchführung des Problems geführt hätten. Ich habe nach meinen Versuchen Grund anzunehmen, dass durch das hier vorgetragene Prinzip der Phasenmessung das Problem eine einfache und zuverlässige praktische Lösung finden kann.

Max Reinganum (Münster i. W.), Berechnung des Molekularvolumens von Halogensalzen aus den Atomvolumina der Bestandteile.[1]

Bei analog konstituierten Salzen, namentlich bei den Halogenverbindungen der Alkalien und Erdalkalien, verhält sich das Molekularvolumen häufig additiv. Die Zahlen, welche für die Bestandteile anzunehmen sind, ergeben jedoch nicht direkt das Atomvolumen des Elements im festen Zustande, auch nicht bei geeignetster Wahl der zur Verfügung stehenden willkürlichen Konstanten. Es kommt dies daher, dass beim Zusammentritt der Verbindung ausserordentlich grosse Volumverminderungen eintreten, die zum Teil mehr als die Hälfte des ursprünglichen Volumens betragen.

Es zeigt sich jedoch bei geeigneter, sich leicht ergebender Wahl der Konstante, dass das Volumen der Bestandteile im Verhältnis zu ihrem ursprünglichen Volumen um so grösser ist, je grösser das Atomvolumen im Element-

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 21. September.

zustande war, d. h. die Zahlenwerte, die für die einzelnen Elemente in der Verbindung anzunehmen sind, sind den Quadraten der Atomvolumina im unverbundenen Zustande proportional.

Wird durch M das Molekularvolumen, A_{Me} und A_{Hal} das Atomvolumen des Metalls und des Halogens im Zustande des festen Elements bezeichnet, so ergiebt sich hieraus folgende Formel zur Berechnung des Molekularvolumens:

$$M = k_1 A_{Me}^2 + k_2 A_{Hal}^2.$$

Der Zahlenwert k_1 ist für die Alkalien und Erdalkalien derselbe und ist gleich 0,010 berechnet. Als günstigster Wert für k_2 ergiebt sich 0,052. Bei den Verbindungen der Erdalkalien, bei welchen zwei Atome des Halogens teilnehmen, ist das zweite Glied der Formel doppelt zu setzen. Die beiden Halogenatome beanspruchen also in diesen Verbindungen annähernd denselben Raum. An einer Tabelle, welche alle Verbindungen der Halogene mit den Alkalien und Erdalkalien enthält, deren Dichte bekannt ist, wird gezeigt, dass die Übereinstimmung der Formel mit der Erfahrung angenähert in den Grenzen stattfindet, innerhalb derer das Molekularvolumen additiv ist.

L. Graetz (München), Über die strahlungsartigen Erscheinungen des Wasserstoffsuperoxyds.[1])

Das Wasserstoffsuperoxyd hat, wie schon längere Zeit bekannt ist, die Eigenschaft, auf photographische Platten, die in seiner Nähe sind, in ähnlicher Weise zu wirken wie das Licht. Die Platten werden angeregt und durch gewöhnliche Entwickler lässt sich dann ein Bild hervorrufen. Viele beobachtete Wirkungen von Metallen und gewissen organischen Flüssigkeiten auf die photographische Platte lassen sich auf die Wirkung des H_2O_2 zurückführen. Die Fernwirkung des Wasserstoffsuperoxyds muss als eine Art Strahlung aufgefasst werden, welche aber bisher noch isoliert steht, da sie in manchen Punkten wesentlich von den anderen Strahlungen abweicht. Das erste Argument für diese Behauptung ist die Thatsache, dass, wie schon Russel zeigte, die Wirkung durch eine Anzahl fester und flüssiger Substanzen, Papier, Gelatine, Celluloid, Ebonit u. s. w. hindurchgeht. Noch frappanter ist, dass man, wie ich fand, die Wirkung auch durch dünne Metallschichten, Gold, Silber, Aluminium, hindurch erhielt. Das Lenardsche Aluminium (einmal geschlagenes) ist durchlässig für diese Strahlen. Ich projiziere hier eine Photographie, welche so entstanden ist, dass über eine Schale, die mit H_2O_2 gefüllt war, in einigen Centimetern Abstand ein breitmaschiges Gitter aus Metallstäben gelegt wurde. Über die eine Hälfte desselben war eine dünne Ebonitplatte gelegt, die andere Hälfte war frei. Über das Ganze wurde eine photographische Platte gelegt. Man sieht die Abbildung des Stabgitters und es zeigen sich die Stäbe auf der mit Ebonit bedeckten Hälfte etwas verbreitert, ein Beweis, dass die Ausbreitung der Strahlen durch das Ebonit eine diffuse ist.

Man wird natürlich bei einer solchen Wirkung zunächst an die Dämpfe des H_2O_2 als Ursache denken. Indes, wenn auch die Dämpfe natürlich noch vorhanden sind, so sind sie doch nicht die Ursache. Zunächst ist das H_2O_2 weniger flüchtig als Wasser, man konzentriert in der Technik die verdünnten Lösungen desselben durch Abdampfen des Wassers. Nun ist es ganz leicht, selbst bei siedendem Wasser die Dämpfe durch einen Luftstrom, der gar nicht einmal besonders stark zu sein braucht, 10—15 m pro Sek. Anfangsgeschwindigkeit, so fortzublasen, dass etwa ein darüber gehaltener Spiegel keine Spur erkennen lässt. Bei dem Wasserstoffsuperoxyd von gewöhnlicher Temperatur gelingt es aber nicht, die Wirkung auf die photographische Platte aufzuheben, selbst nicht mit einem Luftstrom von 70 m pro Sek. Anfangsgeschwindigkeit. Man könnte nun vielleicht annehmen, obwohl das nicht die Anschauung der Chemiker ist, eine Lösung von H_2O_2 verhalte sich nicht wie eine Flüssigkeitsmischung, sondern wie die Lösung eines Gases, etwa wie Chlorwasser oder Schwefelwasserstoffwasser. Gerade das letztere eignet sich gut zum Vergleich, weil es dasselbe Molekulargewicht hat. Ich habe nun über eine kalt gesättigte Lösung von Schwefelwasserstoffwasser das feinste Reagens, Bleiacetatpapier gebracht und bei einem Luftstrom von der angegebenen Geschwindigkeit war keine Wirkung auf dieses zu erkennen, während das H_2O_2 in derselben Zeit erhebliche Wirkung auf die Platte ausübte.

Ich übergehe die anderen Möglichkeiten, an die man denken kann, Wasserstoff, Sauerstoff, Hydroxyl, Ozon, welche aber durch besondere Versuche für die Erklärung ausgeschaltet werden. Nur vom Ozon möchte ich bemerken, dass ich keine Wirkung desselben auf die photographische Platte fand, weder wenn es trocken, noch wenn es feucht war. Schenck und Richarz gaben in einer vorläufigen Notiz an, dass sie eine photographische Wirkung desselben gefunden hätten. Meine Versuche bestätigen das nicht und da die Phosphoreszenzerregung des Ozons auf den Zinksulfidschirm eine andere ist, wie bei den radioaktiven Substanzen, auch die elek-

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 21. September.

trischen Wirkungen anders sind, so scheint mir die von den genannten Autoren aufgestellte Ozontheorie der Radioaktivität auf ziemlich schwachen Füssen zu stehen.

Der frappanteste Unterschied aber, den die Strahlen des Wasserstoffsuperoxyds andern gegenüber zeigen, ist der, dass es mit ihrer Hilfe gelingt, Gegenstände zu photographieren, die gar nicht in dem Weg der Strahlen, also zwischen Strahlungsquelle und photographischer Platte, liegen. Wenn man die Schichtseite einer Platte der Wirkung des H_2O_2 aussetzt und auf die Glasseite Metalle legt, so findet man eine deutliche Abbildung derselben (Demonstration). Die Metalle erscheinen hell auf dunklem Grund. Bringt man Wasser oder andere Flüssigkeiten auf die Glasseite, etwa indem man ein getränktes Papier auf das Glas legt, so erscheinen diese umgekehrt dunkler als die Umgebung. Man kann diese Abbildungen kombinieren. Ich projiziere z. B. hier (Demonstration) eine Platte, deren Glasseite zur Hälfte von einem mit Wasser getränktem Papier belegt ist. Ein hufeisenförmiges Stück Messing liegt mit der Biegung auf der nassen, mit den Füssen auf der trockenen Hälfte des Glases. Man sieht deutlich die bedeckte Hälfte der Platte dunkler als die andere, die Biegung des Hufeisens hell, mit der Umgebung scharf kontrastierend, während die Füsse schwarz sich abbilden. Wenn man verschiedene Metalle direkt auf das Glas oder auf mit Wasser getränktes Papier legt, so findet man zwischen ihnen keine qualitativen Unterschiede. Wendet man aber andere Flüssigkeiten an, so findet man immer diejenigen Metalle bedeutend heller, welche mit der Flüssigkeit chemisch reagieren. Ich zeige z. B. eine Platte (Demonstration), auf deren Glasseite ein Papier mit Kupfervitriol lag. Von den darauf gelegten Metallen, Kupfer, Zink, Blei, Aluminium, Eisen, Messing sieht man das Eisen und das Zink viel heller abgebildet als die anderen.

Diese und viele ähnlichen Erscheinungen beruhen in erster Linie auf Temperaturunterschieden in der Platte. Man kann zunächst zusammenfassend sagen, dass alle Stellen der Platte, welche wärmer sind als die benachbarten, sich hell, alle, welche kälter sind, dunkel abbilden. Diese Wirkung der Temperatur ist eine sehr feine, Unterschiede von $^1/_{50}{}^0$ lassen sich noch durch die Abbildung erkennen. Ich habe auf diese Platte zwei Eisenstücke gebracht, von denen das eine etwa 1^0 höhere, das andere etwa 1^0 tiefere Temperatur als die Umgebung hatte. Das erste sieht man weiss, das zweite schwarz abgebildet (Demonstration). Diese Abhängigkeit der Wirkung von der Temperatur ist sehr merkwürdig, da bei niederer Temperatur der chemische Prozess in der Platte stattfindet, bei höherer nicht, entgegen dem sonst bekannten Temperatureinfluss. Prof. Schaum, der meine Versuche zum Teil wiederholt hat, glaubte einen merkwürdigen Verlauf der Empfindlichkeit konstatieren zu können; während die Platte bei 0^0 fast unempfindlich wäre, solle die Empfindlichkeit bis zu einem Maximum steigen, um dann wieder abzunehmen. Wenn der Autor statt mit zwei Quellen verschiedener Temperatur, einer kalten und einer warmen, zu experimentieren, deren mehrere angewendet hätte, so hätte er einen noch viel kurioseren Verlauf finden können. In der That lässt sich die Erscheinung nicht so auffassen, wie daraus hervorgeht, dass eine Stelle von bestimmter Temperatur sich nach Belieben hell oder dunkel abbilden lässt, nach bestimmten Bedingungen.

Die obige Zusammenfassung erschöpft nämlich die Erscheinungen nicht. Bei näherem Zusehen zeigt sich bei allen Abbildungen noch eine Besonderheit. Wenn ein Metallstück (es darf nicht zu geringe Dimensionen haben) sich hell abbildet, so findet man immer den Rand hell, die Mitte dagegen etwas dunkler und wenn es sich dunkel abbildet, so ist der Rand dunkel, die Mitte dagegen heller. Diese Erscheinung mag Randwirkung genannt werden. Die Ursache dieser Randwirkung ergiebt sich aus Versuchen, von denen die Platte, die ich jetzt projiziere, eine Zusammenfassung giebt (Demonstration). Auf die Glasseite einer Platte, welche circa 21^0 besass, wurden vier Messinggefässe, gefüllt mit Wasser von verschiedener Temperatur, gestellt, und zwar mit Temperaturen von 19^0, 20^0, $20{,}5^0$, $21{,}5^0$. Man sieht, dass die Abbildungen der ersten drei Gefässe eine weisse Mitte und schwarzen Rand besitzen, und dass dieser Rand bei dem Gefäss von 19^0 am grössten und stärksten ist und bei den anderen abnimmt, je näher die Temperatur des Gefässes der des Glases wird. Umgekehrt sieht man bei dem Gefäss von $21{,}5^0$ einen hellen Rand und dunklere Mitte. Dass die Temperatur unter einem solchen Gefäss von der Mitte bis zum Rande die gleiche ist, davon habe ich mich zum Überfluss durch thermoelektrische Messungen überzeugt. Wenn man das Gesetzmässige der Erscheinung herausziehen will, so ergiebt sich folgendes. In dem Glas der Platte findet Wärmeleitung statt, und zwar geht der Wärmestrom bei den drei ersten Gefässen vom Glas zum Gefäss, also von aussen nach innen, bei dem letzten vom Gefäss zum Glas, also von innen nach aussen. Man sieht nun, dass in allen vier Fällen diejenigen Stellen, von denen die Wärme kommt, schwarz sich abbilden, diejenigen, zu denen sie hinströmt, weiss. Es kommt also nicht auf die Temperatur einer Stelle an, sondern auf den Wärmestrom, auf das Temperaturgefälle.

Dies ist das rein empirisch Gesetzmässige

der Erscheinungen. Wenn man nun aber eine Erklärung für diese Gesetzmässigkeit sucht, so erscheint diese schwierig. Es zeigt sich hier ein nichtthermischer Unterschied zwischen den beiden Polen eines Wärmestroms, wie etwa bei der Elektrolyse der Unterschied zwischen den beiden Polen eines elektrischen Stromes. Man erkennt auch nachträglich noch einmal, dass es nicht die Dämpfe des H_2O_2 sein können, welche die Erscheinung bedingen. Denn diese würden sich gerade an den kälteren Teilen in grösserer Menge niederschlagen und dort müsste die grössere Schwärzung stattfinden, während es unter Umständen gerade umgekehrt ist. Wenn man annehmen dürfte, dass Elektronen im Spiele sind, so wäre die Erscheinung nicht unerklärlich, denn bei einem Wärmestrom müsste auch zugleich Elektronenbewegung stattfinden. Indes habe ich elektrische Wirkungen mit den, allerdings nicht bedeutenden Mitteln, die mir zu Gebote standen, nicht nachweisen können. Ich kann daher nur die bisher aufgefundenen Gesetzmässigkeiten Ihnen vorlegen, ohne näher auf die hypothetischen Ursachen einzugehen.

Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Stecher-Chemnitz: Ich möchte darauf aufmerksam machen, dass Dr. Stöckert-Chemnitz die Versuche nachgemacht hat, seine Untersuchungen sind in der Naturwissenschaftlichen Rundschau zur Zeit veröffentlicht worden; Stöckert hat das käufliche Wasserstoffsuperoxyd zur Trockne abgedampft, und dabei stets einen harzhaltigen Rückstand erhalten, und dieser Rückstand hat sich ebenfalls als photographisch aktiv erwiesen. Auch harzhaltiges Kienholz kann durch Wasserstoffsuperoxyd ebenso aktiviert werden.

Graetz: Es ist nicht sicher, dass dieser Rückstand etwas anderes ist als Wasserstoffsuperoxyd; denn dieser haftet ausserordentlich fest. Ich bin mit der Schlussfolgerung — ich weiss nicht, ob sie so gezogen ist, — dass da noch eine eigene Substanz darin ist, die die Erscheinung hervorruft, noch nicht einverstanden. Im übrigen freue ich mich, dass Herr Stöckert durch andere Versuchsanordnungen auf dieselben Schlüsse gekommen ist, und dies auch als Strahlenwirkung auffasst.

Aschkinass-Berlin: Bezüglich der von dem Herrn Vortragenden erwähnten Versuche von Richarz und Schenck über eigenartige Wirkungen des Ozons möchte ich bemerken, dass auch ich (zusammen mit Herrn Dr. Ladenburg) bei einwandsfreier Anordnung der Versuche mich vergeblich bemüht habe, solche Ozoneffekte zu erhalten, wie sie von diesen Autoren beschrieben worden sind. Insbesondere war weder Phosphoreszenzerregung noch Elektrizitätsentladung wahrzunehmen, sofern mit sorgfältig getrocknetem Ozon gearbeitet wurde.

Graetz: Ich wollte bemerken, die Phosphoreszenzwirkung habe ich mit feuchtem Ozon erhalten.

Pringsheim (Berlin): Ist die Fortpflanzung dieser Wirkung geradlinig?

Graetz: Ja, aber nur auf sehr kurze Strecken genau.

Krone-Dresden weist auf Beziehungen zu Ostwalds katatypischem Reproduktionsverfahren hin.

Graetz: Meine Versuche haben mit Ostwalds katatypischen Versuchen keinen rechten Zusammenhang. Das Auffallende ist hier die Wirkung von der Rückseite aus.

Stark-Göttingen: Ich möchte an den Herrn Vortragenden die Frage richten, ob sich die geradlinige Ausbreitung dieser Strahlen von Wasserstoffsuperoxyd nicht im Vakuum untersuchen liesse. Man könnte eine Vakuumröhre mit einem Fenster aus Ebonit versehen, in der Röhre die photographische Platte unterbringen und aussen in freier Luft vor das Ebonitfenster das Wasserstoffsuperoxyd stellen. Durch Ebonit geht ja die vermutete Strahlung hindurch und würde dann im Vakuum auf dem Wege bis zur Platte nicht dem vielleicht störenden Einfluss der Luft ausgesetzt sein. Ich möchte fragen, ob der Herr Vortragende diesen Versuch angestellt hat oder ob er ihn für möglich hält.

Graetz: Ich habe es ähnlich versucht. Es ist aber sehr schwierig, weil man Wasserstoffsuperoxyd nur in Lösung aufheben kann; reines Wasserstoffsuperoxyd explodiert.

Ladenburg (Breslau): Wo nimmt der Herr Vortragende den Sitz der Strahlung an, wenn die Körper hinter der Platte sitzen?

Graetz: Die bisherigen Versuche ergeben nur, dass es sich um Wärme handelt. Es wäre gewiss viel interessanter, wenn eine Rückstrahlung oder etwas derartiges stattfände, es sind auch Andeutungen dafür da, aber ich habe solches bis jetzt nicht einwandfrei nachweisen können. Der Sitz der Strahlung ist zunächst natürlich das Wasserstoffsuperoxyd.

Josef Rosenthal (München), Über einige Verbesserungen an Quecksilberluftpumpen Sprengelscher Art.[1])

Ich möchte Ihnen kurz über einige Verbesserungen berichten, welche ich an der Sprengelschen Luftpumpe angebracht habe.

Bekanntlich hat Herr Kahlbaum sich um die Vervollkommnung der Sprengelschen Luftpumpe ausserordentlich grosse Verdienste erworben; ihm ist es zu verdanken, dass die

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 21. September.

Vorzüge des Sprengelschen Prinzips zur Erzeugung sehr hoher Vakua, in relativ kurzen Zeiträumen, erkannt wurden und solche Pumpen jetzt vielfach da Anwendung finden, wo früher Töplersche benutzt wurden.

In seinen „Glossen zu der selbstthätigen Quecksilberluftpumpe“ giebt Herr Kahlbaum u. a. als Resultat langjähriger Erfahrungen an, dass die Schnelligkeit der Wirkungsweise der Sprengelschen Pumpe ganz allein von einem richtigen Abstimmen des Verhältnisses von Zufluss und Ablauf des Quecksilbers abhängt.

Ich habe zunächst diese Bedingungen bei der Donleschen Ausführung der Sprengelpumpe möglichst zu erfüllen gesucht; bekanntlich zeichnet sich die Donlesche Pumpe durch ihre ausserordentliche Einfachheit und dadurch aus, dass sie nur ganz geringe Quecksilbermengen (zwischen 1 und 2 kg) bedarf.

Ich möchte, indem ich auf die Publikation Donles in den Annalen der Physik 1903, Band 10 verweise, nur daran erinnern, dass diese Pumpe im wesentlichen aus dem Sprengelschen Fallrohr mit Quecksilbersammelgefäss, aus den beiden Luftfängen, dem Quecksilberablaufgefäss und dem ingeniösen Donleschen Quecksilberabschluss des Dreiweghahnes besteht, der in äusserst einfacher Weise ermöglicht, den gefetteten Hahn durch Quecksilberverschluss von der Pumpe abzuschliessen, so dass also unschwer die hohes Vakuum besitzenden Teile frei von Fettdämpfen gehalten werden können.

Einen kleinen Nachteil des erwähnten Quecksilberabschlusses hat Herr Glasbläser Ebermayer, der, was mir eine angenehme Pflicht ist, hier zu erwähnen, mich bei der Konstruktion der Pumpe mit grossem Geschick unterstützte, beseitigt, nämlich den, dass man leicht vergisst, das Kölbchen zu drehen, wenn man Luft oder andere Gase in die Pumpe einlassen will; in diesem Falle würde nämlich das Quecksilber in die Pumpe geschleudert werden. Man kann nun durch die gegenseitige Anordnung von Kölbchen und Hahn den letzteren in die betr. Stellung gar nicht drehen, ohne das Kölbchen vorher in die richtige Lage gebracht zu haben.

An einer Donleschen Pumpe habe ich nun im Quecksilberablaufgefäss einen Schwimmer aus Glas angebracht, welcher an seinem unteren Teil den Stempel eines Schliffes besitzt; dieser Stempel ist eingeschliffen in das Ablaufgefäss und hat am oberen Rande einen Vorsprung, derart, dass bei seiner tiefsten Lage ein vollständiges Abschliessen verhindert wird.

Wer, wie dieses häufig der Fall ist, seine Luftpumpe mit einer Wasserstrahlpumpe betreibt, wird die durch einen mehr oder weniger benachbarten Wasserhahn verursachten Schwankungen des Wasserdrucks höchst unangenehm empfunden haben; ich habe unter Verwendung der erwähnten Schwimmervorrichtung die Wirkungsweise der Sprengelpumpe ganz wesentlich konstanter erhalten können, als dieses ohne dieselbe möglich ist, was besonders für die Donlesche Pumpe, bei welcher bekanntlich das Quecksilber im Ablaufgefäss nicht unter Atmosphärendruck steht, sehr wichtig ist.

Je nachdem nun, entsprechend dem jeweiligen Wasserdruck, der Schwimmer höher oder tiefer steht, wird auch das Niveau im Sammelgefäss nicht auf konstanter Höhe stehen. Da es dadurch leicht vorkommen könnte, dass die Lufteinlassöffnung an dem Quecksilber-Hebeapparat verschlossen wird, ausserdem auch die Wirkung des letzteren von der Entfernung der Lufteinlassöffnung vom Quecksilberniveau abhängt, habe ich auch einen kleinen Glasschwimmer im Sammelgefäss angebracht, der an einem spiralförmigen Gummischlauch hängt. Hierdurch ist erreicht, dass die Entfernung der Lufteinlassöffnung vom Quecksilberniveau konstant bleibt.

Einen anderen ausserordentlich grossen Nachteil der früher gebräuchlichen Sprengel-Pumpen, nämlich das Zerspringen der Fallrohre, selbst wenn diese aus ganz dickem Glas hergestellt sind, hat gleichfalls schon Herr Kahlbaum beseitigt, indem er das Fallrohr aus 2 durch einen Schliff vereinigten Teilen macht und in dasselbe an der Auftreffstelle des Quecksilbers ein Stahlrohr einsetzt. Abgesehen davon, dass die immerwährende innige Berührung des Quecksilbers mit dem Stahlrohr wohl nicht günstig für die Reinheit des ersteren sein dürfte, und dass zwischen Stahlrohr und Glas sich leicht geringe Luftmengen ansammeln und bei etwas unregelmässigem Betriebe der Pumpe in den zu evakuierenden Raum gelangen können, hat die Anwendung des Stahlrohres noch einen Nachteil, der von Herrn Kahlbaum selbst angegeben wurde. Da es nämlich nicht zulässig ist, das Stahlrohr lang zu machen oder gar das ganze Fallrohr aus Stahl herzustellen — die Gründe hierfür hat gleichfalls Herr Kahlbaum auseinandergesetzt — so muss jede Pumpe für den mittleren Barometerstand ihres Bestimmungsortes besonders abgestimmt werden und es muss ferner, solange sich im Fallrohr nur noch ganz kleine Luftbläschen zeigen, das Sammelgefäss derart verschoben werden, dass sich die Barometerkuppe innerhalb des Stahlrohres befindet. Ausserdem sagt Herr Kahlbaum: „Bei Dauerbetrieb ist selbstredend darauf zu achten, dass nicht etwa mit sinkendem Luftdruck die Aufschlagstelle innerhalb des Stahlrohres in das Glas hinabgedrückt

wird, weil damit ja der Nutzen des Stahlrohres dahinfallen würde. Deshalb ist es notwendig, während der Dauer eines solchen Versuchs auch den Gang des Barometers zu beobachten, um durch jeweiliges Heben oder Senken des Schlittens die Lage der Aufschlagstelle so zu regulieren, dass sie immer etwa in die Mitte des Stahlrohres fällt."

Ich habe das Zerspringen des Glasrohres nun auf ganz andere Weise vermieden.

Den Grund des Springens des Glasrohres hat auch wieder Herr Kahlbaum richtig erkannt. Er liegt in elektrischen Erscheinungen, die durch die Reibung des Quecksilbers an der Glaswand auftreten. Nun stellte ich mir vor, dass die Glaswand das Dielektrikum eines Kondensators bildet, dessen eine Belegung das Quecksilber im Innern der Fallröhre und dessen andere die an der Aussenseite der Glasröhre befindliche, mehr oder weniger feuchte Luft ist; wenn ich nun die äussere Belegung beseitige, indem ich das Fallrohr mit einem vorzüglichen Isolator umgebe, so muss die elektrische Entladung durch das Dielektrikum aufhören. In der That, wenn man im Dunkeln eine Sprengelpumpe bei höherem Vakuum arbeiten sieht, erkennt man leicht elektrische Lichterscheinungen. Bringt man aber das Fallrohr in ein anderes Glasrohr und füllt den Zwischenraum mit isolierender Flüssigkeit, z. B. Öl, so verschwinden die Lichterscheinungen vollständig und zwar bis zu der Stelle, bis zu welcher das Öl reicht; füllt man den Zwischenraum nur bis zur halben Höhe, so treten die Lichterscheinungen auch nur in der oberen Hälfte der Fallröhre auf.

Mit Vermeidung seiner Ursache dürfte aber auch das Übel selbst beseitigt sein.

Die praktischen Erfahrungen, die ich mit diesem Verfahren, das Springen der Fallrohre zu vermeiden, erzielte, sind denn auch sehr befriedigend. Es ist z. B. für die Fabrikation von Röntgenröhren eine solche Pumpe, wie sie die Polyphos-Gesellschaft in München, welche das alleinige Herstellungsrecht besitzt, liefert, seit etwa 5 Monaten dauernd in Betrieb und zwar ohne irgendwelche Störung.

Somit dürfte durch diese einfache, aber wichtige Verbesserung die Anwendung der Sprengelpumpen eine noch weit ausgedehntere werden, als sie es heute bereits ist.

Diskussion.

Boas-Berlin: Der Vortragende verwendet isolierendes Öl dazu, um die elektrischen Entladungserscheinungen in dem Fallrohre zu vermeiden. Wenn die Isolierfähigkeit des Öles dies bewirken sollte, dadurch, dass es die Feuchtigkeit am Äussern des Fallrohres beseitigt, so müsste ein Fallrohr von entsprechender Glasdicke, also von der Stärke gläsernes Fallrohr plus Ölschicht verwendet, genau dieselbe Wirkung haben. Ebenso müsste in einem Fallrohr, das von einem scharf getrockneten Vakuum umgeben ist, auch keine Entladung stattfinden. Bei meiner Quecksilberluftpumpe stehen die Fallrohre in einem relativ hohen Vakuum, von höchstens 0,2 mm Druck, das scharf getrocknet ist. Die Erfahrung hat aber gelehrt, dass in dem Fallrohr trotzdem Entladungsvorgänge sichtbar sind und dass die Fallrohre auch springen. Ausserdem hat man bereits früher schon, von wem ist mir augenblicklich nicht gegenwärtig, die Fallrohre mit einer starken Paraffinschicht umgeben, die dann auch mechanisch die etwa eingesprungenen Fallrohre zusammenhalten sollte. Auch dies Verfahren hat praktisch zu keinem guten Resultat geführt. Wenn also das Öl in diesem Falle wirklich das Eintreten von Entladungserscheinungen vermieden haben sollte, so ist der Grund darin eher in einer Leitfähigkeit als in der Isolation des Öles zu suchen.

Rosenthal: Die Anwendung eines nichtleitenden Vakuums als Isolator liegt sehr nahe; auch ich habe von Anfang an an seine Verwendung gedacht, habe es aber nicht angewandt, weil es sich praktisch viel schwieriger ausführen lässt, als die vollständig genügende Öl-Isolation. Wenn Herr Boas mit dem Vakuum kein günstiges Resultat erhielt, so liegt dies offenbar daran, dass das von ihm verwendete Vakuum nicht hoch genug, also für Entladungserscheinungen noch ein relativ guter Leiter war. Jedenfalls findet man, dass bei Anwendung von Öl als Isolator Lichterscheinungen auftreten.

Boas: Bei Quecksilberluftpumpen stehen sich zwei Verwendungsgebiete gegenüber, die Verwendung in einem physikalischen Institut und die Verwendung in einer Fabrik. Die Sprengelpumpe und die Töplerpumpe hat jede ihre Vorteile und ihre Nachteile. Die Sprengelpumpe pumpt namentlich im hohen Vakuum viel schneller als die Töplerpumpe, aber die Töplerpumpe hält besser, infolgedessen wird sich die Töplerpumpe zu wissenschaftlichen Arbeiten, wo doch nur eine unterbrochene, zeitweise Benutzung in Frage kommt, im allgemeinen besser bewähren. Fasst man dagegen den Fabrikbetrieb ins Auge, so wird dort eine Quecksilberluftpumpe gewöhnlich dazu benutzt, um tagtäglich während 9- oder 10-stündiger Arbeitszeit dauernd hohes Vakuum zu geben. Als von Amerika die Glühlampen-Industrie zu uns herüberkam, wurden auch bei uns die Glühlampenfabriken, die nach dem Muster amerikanischer eingerichtet wurden, mit Sprengelpumpen versehen. Es sind seit jener Zeit eine Unmenge von Versuchen unternommen worden, um die Sprengelpumpe zu verbessern

und den grössten Übelstand der Pumpe, das Zerbrechen der Fallrohre, zu vermeiden. Es ist nicht allein das Zerspringen der Fallrohre, was die Pumpe bald unbrauchbar macht, sondern es ist vielmehr auch das Verschmutzen, das daher kommt, dass dem auszupumpenden Gase alle möglichen Verunreinigungen, Kohlenwasserstoffe und stickstoffhaltige Produkte, beigemengt sind. Verwendet man im Interesse des schnellen Pumpens ein etwas weites Fallrohr, so hört die Pumpwirkung im verschmutzten Rohre sehr bald auf, weil das Quecksilber keine abschliessenden Kolben mehr bildet. Dass auch im höchsten Vakuum vollkommene Kolbenbildung eintritt, habe ich bereits seinerzeit durch photographische Aufnahmen im Lichte eines elektrischen Funkens nachgewiesen. In der Technik ist man sich längst darüber einig, die Pumpenkonstruktion so zu treffen, dass das Fallrohr einen ganz unwesentlichen Teil der Pumpe darstellt, dass man es nur einen oder wenige Tage benutzt und es beim Nachlassen der Wirkung einfach wegwirft, ohne Reinigungen zu versuchen, das hat sich in der Praxis am besten bewährt. Auch Fallrohre aus anderen Materialien wie Stahl, Platin usw. sind unbrauchbar, weil wegen der mangelnden Glätte ihrer Wandungen die Pumpwirkung eine schlechte ist. Solche Fallrohre rühren übrigens nicht von Kahlbaum, sondern wie ich glaube, von Stearn her, dem Direktor der Birmensdorfer Glühlampenfabrik, der sich um die Verbesserung der Sprengelpumpe viele Verdienste erworben hat. Die Wissenschaft hat sich um die einschlägige technische Litteratur grade auf diesem Gebiete recht wenig gekümmert, denn zur Zeit, als Herr Kahlbaum sich mit den Quecksilberpumpen zu befassen anfing, verfügte die Technik bereits über sehr zweckmässige Konstruktionen. Das, was Kahlbaum neu eingeführt, die Hebung des Quecksilbers durch intermittierende Luft und Quecksilbersäulen, rührt bekanntlich auch nicht von ihm her, sondern von L. v. Babo.

Ich halte es nach allen meinen Erfahrungen nicht für möglich, Sprengelpumpen mit dauernd haltbaren Fallrohren zu konstruieren, es muss vielmehr bei jeder Konstruktion einer Sprengelpumpe, die als eine Verbesserung aufgefasst werden soll, das Hauptgewicht darauf gelegt werden, das Fallrohr auf einfachste Weise und mit den geringsten Unkosten zu ersetzen. Infolgedessen ist schon eine Pumpe mit verkürztem Fallrohr, das sich in einem Vorvakuum befindet, prinzipiell jeder Sprengelpumpe, die in die Luft ausstösst, vorzuziehen. Die Fallrohre sind sehr viel haltbarer zu gestalten, wenn man zu ihrer Herstellung erstens einmal dünnwandiges Glas verwendet und sie dann nach der glasbläserischen Fertigstellung einem lang andauernden, sorgfältigen Kühlprozess unterwirft. Solche Kühlung ist natürlich bei einem langen Fallrohre so gut wie unmöglich. Ich habe es bei mir im Betriebe schliesslich dahin gebracht, dass bei täglich neunstündigem Gebrauch, wobei die Pumpe dauernd höchste Verdünnungsgrade zu liefern hatte, die Fallrohre durchschnittlich 14 Tage lang hielten, sie wurden dann einfach fortgeworfen und durch neue ersetzt, was bei meiner Pumpenkonstruktion (die Pumpe besass ein System von 6 Fallrohren) mit leichtester Mühe gemacht werden konnte.

Rosenthal: Die Mitteilungen des Herrn Boas über seine Erfahrungen sind sehr interessant. Aber die Verbesserungen, die ich an der Sprengelpumpe anbrachte, vermeiden eben die angeführten Nachteile, wie die Erfahrungen nun schon seit 5 Monaten im Fabrikationsbetrieb zeigen und, wie nach den bisherigen Beobachtungen zu erwarten ist, auch weiter zeigen werden. Die Verschmutzung der Fallröhre ist sehr klein, und ich glaube nicht, dass man das Fallrohr in absehbarer Zeit wird ersetzen müssen.

William Stern (Breslau), Demonstration des „Tonvariators".[1]

Der akustische Apparat, der hier zur Demonstration gelangt, ist ursprünglich aus psychologischen Untersuchungen hervorgegangen, ist aber durch jahrelange Bemühungen, bei denen mich Herr Mechaniker F. Tiessen dankenswert unterstützt hat, so vervollkommnet worden, dass er nunmehr den Charakter eines allgemein brauchbaren akustischen Demonstrations- und Forschungsinstrumentes gewonnen hat.[2] Er hat die Aufgabe, vermittels völlig kontinuierlicher Veränderung der Tonhöhe die Tonreihe in weitem Umfange zu beherrschen, derart, dass jede gewünschte Schwingungszahl sofort eingestellt und jede erreichte Schwingungszahl sofort abgelesen werden kann. Der Ton hat, solange er tönt, konstante Intensität, was einen Vorzug gegenüber den sofort nach Anschlag abklingenden Stimmgabeln bedeutet.

Der Apparat — dessen Fabrikation von der Firma Max Kohl in Chemnitz, Adorferstr. 20, übernommen worden ist — besteht aus einer Reihe von flaschenförmigen Gefässen verschiedener Grösse („Tonvariatoren"), deren jedes etwa eine Oktave beherrscht. Fig. 1 zeigt einen solchen Variator von vorn; Fig. 2 giebt schematisch das Konstruktionsprinzip. Jedes Gefäss wird gebildet durch einen Messingcylinder C,

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 21. Sept.

2) Eine etwas ausführlichere Beschreibung ist erschienen in der „Zeitschr. f. Psychol. u. Physiol. d. Sinnesorg." **30**, 422, 1902.

dem eine aus Zinkguss gedrehte und mit einem Hals versehene Kappe K aufgelötet ist. Der Boden wird durch einen beweglichen, luftdicht schliessenden Kolben Kb dargestellt, dessen Auf- und Abwärtsbewegung die Tonänderung erzeugt. Zum Tönen wird die Flasche durch einen Luftstrom gebracht, der, von einem Gebläse herkommend, vermittels eines plattgedrückten Mundstückes A schräg gegen den Hals der Flasche gerichtet ist. Angeblasene Flaschen hatte bekanntlich schon Helmholtz für seine akustischen Untersuchungen benutzt, weil sie

Fig. 1.
Tonvariator.
Präzisionsausführung.

bei dem Vorzug gleichmässiger Tonstärke fast ebenso obertonfrei sind wie Stimmgabeln.

Solange der Luftstrom anhält, tönt die Flasche, während durch Bewegung des Bodens die Tonhöhe geändert werden kann; es muss also nicht, wie bei den sog. „kontinuierlichen" Stimmgabelreihen, der Ton zur Einstellung einer neuen Tonhöhe unterbrochen werden.

Dass durch Anwendung von Übertragungen eine beliebige Langsamkeit der Bodenbewegung und damit eine beliebig grosse Allmählichkeit der Tonabstufung erzielt werden kann, ist klar; dagegen verursachte ein anderes Erfordernis, das wenigstens für Präzisionsuntersuchungen durchaus verwirklicht werden musste, die grösste konstruktive Schwierigkeit: nämlich die Gleichmässigkeit der Tonhöhenänderung. Beim Steigen des Bodens erhöht sich nämlich der Ton nicht mit gleichmässiger, sondern mit fortwährend zunehmender Geschwindigkeit, da die Tonhöhe nicht in umgekehrter Proportionalität zur Höhe der tönenden Luftsäule, sondern zur Quadratwurzel aus dieser Höhe steht.[1]) Hierdurch ergab sich der Missstand, dass bei Empor- und Herabkurbelung des Bodens jeder Kurbeldrehung ein anderer Betrag von abgenommenen oder hinzugefügten Schwingungszahlen entsprach.

Die Beseitigung des Missstandes ist nunmehr auf folgende Weise gelungen. Die Stange St, welche den beweglichen Boden trägt, läuft vermittels eines Röllchens R auf dem Rand einer senkrecht stehenden drehbaren Scheibe, welche spiralige Form hat. Steht das Röllchen auf dem kürzesten Radius der Spirale, so hat der Boden seine tiefste Stellung; steht er auf dem längsten Radius, so steht der Boden ganz hoch in der Flasche. Die Spirale ist nun so geschnitten, dass sie bei den kleinsten Radien sehr steil ist und mit steigendem Radius immer flacher wird; es entsprechen somit gleichen Drehungswinkeln immer geringere Hubhöhen des Bodens, und zwar in einer solchen Weise (deren mathematische Be-

Fig. 2.
Schema der Konstruktion des Tonvariators.

1) Wie schon Helmholtz seinerzeit für Röhren mit offenen Enden mathematisch berechnet hatte (Crelles Journal 57) und meine Berechnungen bestätigen, ist

$$n = \sqrt{\frac{c}{h}},$$

wo n die Schwingungszahl, h die Höhe der tönenden Luft und c eine für jede Flasche empirisch zu bestimmende Konstante ist.

rechnung hier übergangen werden muss), dass dadurch die obengenannte Ungleichmässigkeit gerade kompensiert wird. Nunmehr entsprechen gleichen Drehungswinkeln gleiche Zuwächse der Schwingungszahl.

Auf der gleichen Achse mit der Spirale befindet sich, dem Experimentator zugewandt, ein geteilter Kreis mit den Schwingungszahlen und den musikalischen Tonangaben, der sich bei Drehung der Spirale mitdreht und an einem festen Index vorbeistreicht (vgl. Fig. 1). An ihm kann man daher in jedem Moment die erreichte Schwingungszahl ablesen. Diese Achse ist durch Übertragung im Verhältnis von 1 : 10 mit einer anderen verbunden, an welcher sich die Kurbel befindet; an dieser Kurbel dreht sich ein zweiter Teilkreis mit, welcher Schwin-

Fig. 3.
Tonvariator.
Einfachere Ausführung.

gungsbruchteile zwischen die an der Hauptskala abzulesenden Schwingungen zu interpolieren gestattet.

Die beiden auf dem Naturforschertag vorgeführten Variatoren umfassten die Oktaven 400—800 und 600—1200 Schwingungen; jeder einzelne Variator erlaubte, innerhalb seiner Oktave mehrere Tausend Tonstufen herzustellen und abzulesen. Das teilweise Sichüberdecken der Tonbereiche beider Apparate ist deswegen nötig, weil viele Untersuchungen das gleichzeitige oder unmittelbar folgende Erklingen zweier gleicher oder sehr nah benachbarter Töne erfordern: Vortragender demonstrierte Unisono, Schwebungen, Differenztöne, Unterschiedsempfindlichkeit für minimale Unterschiede und wies darauf hin, wie durch die allmähliche Veränderlichkeit des einen Tones bei Festhalten des anderen diese Erscheinungen mit einer Deutlichkeit hervortreten, dass sie sich selbst Ungeübten sofort aufdringlich bemerkbar machen.

Der vorgeführte Blasetisch ist bestimmt zum Tragen von 6 Apparaten, die, bei teilweisem Übereinandergreifen ihrer Umfänge, im ganzen

Fig. 4.
Gebläse mit 3 Variatoren.

$3\frac{1}{2}$ Oktaven umfassen: von 100—1200 Schwingungen; weitere Apparate, die sowohl nach der Tiefe wie nach der Höhe den Gesamtumfang erweitern sollen, sind ebenfalls geplant. —

Ausser dieser hier vorgeführten Form des Tonvariators wird neuerdings von der Firma Max Kohl in Chemnitz auch eine einfachere Ausführung konstruiert (Fig. 3), welche weniger für exakte Forschungen als für Demonstrations- und Unterrichtszwecke an Universitäten und Schulen bestimmt ist Hier wird der

Boden direkt durch eine Zahnstange und einen Triebknopf gehoben; es fehlt also die Spirale. Durch eine eigentümliche Hebelkonstruktion ist es möglich gemacht, dass trotz der ungleichmässigen Geschwindigkeit der Tonänderung ein Zeiger an einer gleichmässig geteilten Skala die Schwingungszahlen in grösseren Distanzen anzeigt. —

Ebenfalls eine Neukonstruktion ist das vorgeführte Gebläse, für das wir dem amerikanischen Psychologen Prof. Whipple wertvolle Anregungen zu verdanken haben. Es soll einen Ersatz für den Blasebalg darstellen, dessen Bedienung durch das fortwährend nötige Treten für die Untersuchung sehr störend ist und dessen Luftdruck sehr leicht kleine, mit dem Treten isochrone Schwankungen zeigt. Das neue, nach dem Gasometerprinzip konstruierte Gebläse besteht aus einem grossen nach unten offenen Blechcylinder, der durch seine eigene Schwere in einen anderen nach oben offenen, mit Wasser gefüllten Cylinder hineinsinkt. Hierbei wird die über dem Wasser befindliche Luft herausgepresst und unter einem Druck von ca. 15 mm Quecksilbersäule durch eine Röhre den Zuführungsschläuchen der Tonvariatoren zugeleitet. Da nun aber der sinkende Kessel durch die zunehmende Wasserverdrängung stetig an Gewicht verliert, muss auch der Druck der herausgepressten Luft stetig abnehmen. Dieser Fehler wird kompensiert durch folgende vom Vortragenden angegebene Vorrichtung. Auf dem sinkenden Kessel befindet sich ein ringförmiges Gefäss, welches vermittels eines Schlauches mit einer weiten am Tisch befestigten wassergefüllten Glasröhre kommuniziert. Sinkt nun der Kessel und das ringförmige Gefäss mit ihm, so tritt aus dem Glasrohr in dieses Gefäss Wasser über, und nun gilt es lediglich, die Dimensionen der beiden kommunizierenden Gefässe so zu wählen, dass durch die zutretende Wasserlast stetig der Gewichtsverlust des sinkenden Kessels kompensiert wird. Ist der Kessel ganz herabgesunken, so genügt ein Zug an einer Schnur, um ihn wieder in die Höhe zu heben; ein durch diesen Zug zugleich geöffnetes Ventil (konstruiert v. Hrn. F. Tiessen) lässt wieder neue Luft in den steigenden Kessel eintreten. Ist der Kessel hochgezogen, so kann man sich minutenlang ungestört der Beobachtung des mit völlig gleichmässiger Intensität klingenden Tones ohne irgendwelche Ablenkungen widmen.

Das Gebläse ist nicht nur für Tonvariatoren brauchbar, sondern für alle Zwecke, denen bisher der Blasebalg diente.

Diskussion.

Lummer (Berlin): Ich habe mich früher einmal bemüht, die Summationstöne objektiv in der Luft nachzuweisen. Achten Sie doch darauf, ob Sie die dabei hören können, und ob sie objektiv nachzuweisen sind. König in Paris behauptet, sie kommen erst im Trommelfell zustande, während die Helmholtzsche Theorie verlangt, dass sie objektiv in der Luft vorhanden sein müssen. Ein experimenteller Nachweis ist bis jetzt noch nicht dafür erbracht.

K. Schreber (Greifswald), Explosionsmotoren mit Wassereinspritzung.[1])

Aus den Gesetzen der Gase und Dämpfe, wenn man sie in eine passende Form bringt, wie aus den allgemeinen Sätzen der Thermodynamik lässt sich leicht erkennen, dass das Einführen von Wasser in den Verbrennungsraum von Verbrennungsmaschinen schädlich ist. Der Widerspruch hiergegen, welchen der Bankimotor veranlassen könnte, ist nur scheinbar, denn auch hier ist das Wasser schädlich; Banki erreicht aber durch dasselbe anderwärts einen Vorteil, welcher den Schaden mehr als ausgleicht. Der Vorteil besteht darin, dass man mit Hilfe des Wassers die Kompressionswärme unschädlich machen kann, welche sonst Vorzündungen veranlasst.

Banki ist der erste gewesen, welcher diesen Vorteil erkannt hat. Er hat aber die Theorie nicht weit genug verfolgt. Um den Schaden der Wassereinspritzung möglichst klein zu machen, darf man nicht mehr Wasser einführen, als zur Aufnahme der Kompressionswärme gerade nötig ist. Das gelingt, indem man mit dem Einspritzen erst beginnt, nachdem die Temperatur des Cylinderinhalts um eine von der Konstanten der Verdampfungsgeschwindigkeit der eingespritzten Flüssigkeit und der Umdrehungszahl des Motors abhängige Differenz heisser geworden ist, als der Siedepunkt der Flüssigkeit.

Der durch das Einspritzen bedingte Schaden zeigt sich im T-τ Diagramm darin, dass während des Einspritzens die Entropie zunimmt. Diese Zunahme lässt sich leicht berechnen nach der vom Vortragenden in Dinglers polyt. Journ. 1904, Heft 8 gegebenen graphischen Methode.

Das erhaltene T-τ Diagramm unterscheidet sich von den gewöhnlichen dadurch, dass die Kompressionsstrecke gedrittelt ist; der erste und dritte Teil sind isentropisch, der mittlere entspricht der Einspritzperiode.

Das nur durch Zuhilfenahme nicht beweisbarer Hypothesen ermöglichte T-τ Diagramm des Bankimotors unterscheidet sich von dem eben entworfenen dadurch, dass die Expansionslinie unter starker Zunahme der Entropie verläuft. Auf diese Weise wird seine Fläche

---

1) Vorgetragen in Abtlg. 3 am 19. September.

grösser als der zugeführten Energie entspricht, man kann aber trotzdem unter gewissen Vorsichtsmassregeln den theoretischen Wirkungsgrad daraus ablesen.

Zwischen dem entworfenen Diagramm und den Versuchsresultaten besteht eine so weit gehende Übereinstimmung, dass man das Diagramm trotz der Hypothesen als das einer Bankimaschine ansehen darf.

Der Vergleich des Diagrammes des Bankiprozesses mit dem des vom Vortragenden entworfenen Prozesses ergiebt, wenn man gleichzeitig die Resultate der von Meyer und der von Jonas angestellten Versuche berücksichtigt, dass der Wirkungsgrad von Motoren mit Wassereinspritzung um so grösser wird, je weniger Wasser eingespritzt wird und dass der vom Vortragenden entworfene Prozess das Ideal des Prozesses eines solchen Motors ist, d. h. dass er den grössten Wirkungsgrad giebt.

K. Schreber (Greifswald), Kraft, Gewicht, Masse, Stoff, Substanz.[1])

Als Substanz darf man jede physikalische Grösse S bezeichnen, welche der Bedingung $\Sigma \delta S = 0$ genügt, welche in ihrer Gesamtsumme stets unverändert bleibt. Substanzen sind z. B. Energie, Masse, Elektrizitätsmenge, Bewegungsgrösse, Höhe, Volumen u. s. w. Der Begriff der Substanzen darf also wohl zur Charakterisierung einer physikalischen Grösse benutzt werden, ist aber selbst kein physikalischer Begriff.

Der Begriff des Stoffes ist an das Vorhandensein chemischer Reaktionen gebunden; mit Ostwaldscher Nomenklatur ist der Stoff als der Kapazitätsfaktor der chemischen Energie zu bezeichnen. Materie sowohl wie Äther (Lichtäther) sind hypothetische Stoffe, deren Reaktionen und spezifische Eigenschaften je nach der Hypothese verschieden sind.

Die beiden Begriffe Substanz und Stoff haben nun eigentlich mit der Verwirrung in den Masssystemen, welche durch die Verwechselung der anderen drei im Thema genannten veranlasst ist, wenig zu schaffen, trotzdem sie stets in die Diskussionen hierüber hineingezogen worden sind.

Diese Verwirrung ist so alt, wie die moderne Physik überhaupt und dadurch begründet, dass die neben den Einheiten von Raum und Zeit für die Praxis wichtige Einheit eine Einheit des Stoffes ist, und dass unter gewöhnlichen Verhältnissen der Stoff sowohl dem Gewicht wie der Masse proportional ist.

Galilei hat schon aus dem Altertum ein Masssystem übernommen, in welchem die Einheit der Stoffmenge auch als Einheit der Kraft aufgefasst wurde. Zu Schwierigkeiten führte dieses System erst, als Gauss die magnetischen Beobachtungen auf der Erde vereinigen wollte. Deshalb fasste Gauss jene Einheit der Stoffmenge als Einheit der Masse auf und erhielt so ein Masssystem, in welchem neben den Einheiten von Raum und Zeit als dritte Einheit die Einheit der Masse definiert wird als die Masse von 1 cm^3 Wasser. Da dieses System vom Ort auf der Erde unabhängig, in Gauss' lateinischer Sprache „absolut" ist, so hat man es als absolutes Masssystem bezeichnet und mit Hilfe einer Erweiterung der Bedeutung dieses Eigenschaftswortes behauptet, es sei das einzig zulässige System.

Dieses jetzt in der Physik zum herrschenden gewordene, von mir deshalb als physikalisches bezeichnete System hat den Nachteil, dass der Begriff der Masse schwer als Fundamentalbegriff, d. h. ohne Voraussetzung anderer Begriffe zu definieren ist. Die einzige diese Bedingung erfüllende, von Mach herrührende Definition giebt die Masse als mathematische Abkürzung für ein Verhältnis zweier Beschleunigungen ohne irgendwelche physikalische Anschaulichkeit. Ferner lässt sich in diesem System der Begriff der Kraft ebenfalls nur als mathematische Abkürzung, diesmal für ein Produkt aufstellen, ohne irgendwelchen physikalischen Hintergrund; ausserdem hat diese Ableitung auch noch den Mangel, dass sie nur für dynamische Kräfte gültig ist, so dass zur Definition statischer Kräfte noch Hypothesen nötig werden.

Dagegen hat das Galileische System, welches sich trotz allen Ansturms in der Technik erhalten hat, den Vorteil, dass nicht nur der Fundamentalbegriff, die Kraft, sondern auch alle abgeleiteten Begriffe vollkommenste Anschaulichkeit besitzen. Dass jeder Mensch, auch der ohne die geringsten Vorkenntnisse, eine Vorstellung vom Begriff der Kraft hat, liegt daran, dass er, wie Redtenbacher sagt, in seinen Muskeln einen Kraftsinn hat.

Kraft ist diejenige physikalische Grösse, welche der Mensch durch eine Anstrengung seiner Muskeln ersetzen oder aufheben kann.

Will man dieses Masssystem zu einem absoluten, d. h. vom Ort auf der Erde unabhängigen machen, so muss man eine neue Einheit der Kraft definieren. Ich nehme als Einheit der Kraft diejenige Kraft, mit welcher sich zwei Wasserkugeln von 1 cm^3 anziehen, wenn sich ihre Oberflächen gerade berühren und nenne sie nach dem Vornamen Newtons, auf dessen Gravitationsgesetz diese Einheit beruht, ein *Is*.

Den Begriff der Masse erhält man aus dem der Kraft, entweder als Mass des Trägheitsvermögens, oder auf dem Umwege über den Begriff der Arbeit und Energie als Mass der

---

1) Vorgetragen in Abteilung 3 am 20. September.

Aufnahmefähigkeit für Bewegungsenergie; beidemale also anschaulich. Als Einheit der Masse definiere ich die Masse einer Wasserkugel, welche auf eine ihr gleiche Wasserkugel die Einheit der Kraft ausübt, wenn sich die Oberflächen gerade berühren. Durch Vergleich mit der Definition des *Is* erhält man hieraus, dass die Einheit der Masse gleich der Masse von 1 cm^3 Wasser, also gleich der im physikalischen System gebräuchlichen ist.

Da das *Is* für die Praxis zu klein ist, so definiere ich als praktische Einheit die Kraft $2{,}263 \cdot 10^{13}$ *is*, welche, soweit die Genauigkeit der Versuche reicht, gleich dem Gewicht der Kilogramme des Archivs ist. Sollten genauere Beobachtungen ergeben, dass diese Zahl nicht ganz richtig ist, so wird man nur die neugefundene Zahl einsetzen, ähnlich wie man es bei der Feststellung des Verhältnisses des Ohm zur Quecksilbereinheit gemacht hat. Auch die Abhängigkeit des Gewichtes vom Ort lässt sich sofort in jene Beziehung einfügen.

Um die Bezeichnungen der Einheiten für Stoffmenge, Gewicht und Masse scharf voneinander zu trennen, schlage ich im Anschluss an Oberbeck vor, die Einheit der Stoffmenge dem Reichsgesetz entsprechend mit „kg", dagegen die des Gewichtes mit „kgg" und die der Masse mit „kgm" zu bezeichnen, also den vom Gesetz vorgeschriebenen Bezeichnungen ein „g" bezw. ein „m" anzuhängen.

Der Vortrag wird ausführlich in Dinglers polytechn. Journal erscheinen.

G. Bredig und F. Epstein (Heidelberger Chem. Univers.-Laboratorium), Adiabatische Reaktionskinetik chemischer Systeme.[1]

Es wurde der bei plötzlichen und explosiven Reaktionen oft vorkommende Fall behandelt, dass eine chemische Reaktion in einem für Wärme undurchlässigen (Weinhold-Dewarschen) Gefässe oder mit einer im Verhältnis zur Wärmeableitung unendlich grossen Geschwindigkeit unter Wärmetönung sich abspielt und die allgemeinen kinetischen Gleichungen für die Geschwindigkeit einer Reaktion und für die Geschwindigkeit der dadurch bewirkten Selbsterhitzung eines homogenen verdünnten Systems unter solchen Umständen aufgestellt und an Versuchen bestätigt. Auf Grund des bekannten kinetischen Massengesetzes für isotherme Reaktionsgeschwindigkeit ohne Gegenreaktion und der einfachen van't Hoff-Arrheniusschen Beziehung zwischen Reaktionsgeschwindigkeit und Temperatur sowie mit Hilfe der kalorimetrischen Beziehung zwischen der Reaktionswärme und der chemisch umgesetzten Menge resp. der dadurch bewirkten Temperaturänderung erhielten die Verfasser für die Geschwindigkeit der adiabatischen Selbsterhitzung die kinetische Differentialgleichung

$$(1)\qquad \frac{d\,T_x}{dz} = e^{E - \frac{A}{T_x}} \left(\frac{w}{q\,b}\right)^{n-1} \cdot (T_e - T_x)^n,$$

worin bedeuten z die Zeit, T_x die zur Zeit z infolge des chemischen Umsatzes jeweilig erreichte Temperatur, E und A die Konstanten der van't Hoff-Arrheniusschen Temperaturfunktion der Reaktionsgeschwindigkeit, w die zunächst als konstant angenommene Wärmekapazität des Systemes (eventuell inkl. derjenigen der miterwärmten Gefässteile, Thermometer etc.), q die zunächst als konstant angenommene Reaktionswärme pro ein g-Formelgewicht, n die „Ordnung" der Reaktion, b die im System vorhandene Anzahl Liter des Reaktionsgemisches und T_e die Endtemperatur nach vollendetem chemischem Umsatz. Die Zeit $z_2 - z_1$, innerhalb deren sich das System adiabatisch um $T_2 - T_1$ erhitzt, ist gegeben durch das bestimmte Integral der Gleichung (1) zwischen diesen Grenzen und liess sich durch eine Quadratur nach der Simpsonschen Regel aus den experimentellen Daten genügend genau berechnen. Als experimentelles Beispiel prüften die Verfasser die heftige exotherme Reaktion erster Ordnung ($n = 1$), welche eintritt, wenn Wasserstoffsuperoxydlösung unter dem katalytischen Einflusse von Jodkalium in Wasser und Sauerstoff zerfällt. Dieser Vorgang ist von Bredig und Walton (1903) isotherm kinetisch bereits untersucht und daher war seine Geschwindigkeit leicht quantitativ regulierbar. Die Selbsterhitzungsgeschwindigkeit dieses Systems wurde in einem Weinhold-Dewarschen Gefässe mit den nötigen Kautelen gemessen und in den angeführten Beispielen bis auf wenige Sekunden in genügender Übereinstimmung mit der Theorie gefunden, wobei die Versuchsdauer zwischen drei und vierundzwanzig Minuten schwankte. Entsprechend dem autokatalytischen Einflusse der Selbsterhitzung können die Zeittemperaturkurven einen Wendepunkt haben, dessen Gleichung ist

$$(1\,b)\qquad T_w = -\frac{A}{2n} + \sqrt{\frac{A\,T_e}{n} + \left(\frac{A}{2n}\right)^2}.$$

Die Temperatur T_w des Wendepunktes ist also unabhängig von der absoluten Grösse der Reaktionsgeschwindigkeit und daher auch unabhängig von der Menge des Katalysators, solange diese A und n nicht ändert und T_e gleich bleibt.

Schliesslich geben die Verfasser auch die allgemeinere Gleichung für den schon von

---

[1] Von den Verff. bearbeiteter Auszug des in Abteilung 2 am 21. September gehaltenen Vortrags.

Petrovitch (1897) rein theoretisch, aber, wie Verfasser zeigen, unrichtig behandelten Fall, dass w sich mit der Reaktion und nach dem Hessschen Satze also auch q sich mit der Temperatur ändert. Sie führen ferner die allgemeinste von van't Hoff gegebene Temperaturfunktion der Reaktionsgeschwindigkeit ein und erhalten so die Gleichung:

$$(2) \quad \frac{dT_x}{dz} = e^{-\frac{A'}{T_x} + B \ln T_x + CT_x + E'} \cdot \left(\frac{w}{b} q_a\right)^{n-1} \cdot \frac{(T_\varepsilon - T_x)^n}{(q_0 - ST_\varepsilon)^n \cdot (q_0 - ST_x)^{n-2}}$$

in welcher A', B, C und E' die Konstanten der van't Hoffschen allgemeinsten Temperaturfunktion der Reaktionsgeschwindigkeit, q_a die Reaktionswärme bei der Anfangstemperatur der Selbsterhitzung also im Beginn der Reaktion, q_0 dagegen die Reaktionswärme bei der Normaltemperatur $T_x = 0$ und S den als konstant angenommenen Unterschied der Wärmekapazität vor und nach der Reaktion pro 1 g Formelgewicht bedeuten. Ändert sich die Wärmekapazität nicht durch die Reaktion und also die Wärmetönung pro 1 g-Formelgewicht nicht mit der Temperatur, so wird $S = 0$ und $q_a = q_0$. Werden ausserdem, was häufig der Fall ist, $B = C = 0$, so geht die verwickelte Gleichung (2) in die einfachere Gleichung (1) über.

Eugen Meyer (Berlin), Die Bedeutung der Verbrennungskraftmaschinen für die Erzeugung motorischer Kraft.[1]

Unsere materielle Kultur verdankt ihr Gepräge den Wärmekraftmaschinen, welche die in den Brennstoffen aufgespeicherte Sonnenenergie der Menschheit als motorische Kraft nutzbar machen. Darum ist die Frage nach der Ausnutzung der Brennstoffe in unseren Wärmekraftmaschinen auch für die Allgemeinheit von der allergrössten Bedeutung. Dem Ingenieur wird aber seine verantwortungsvolle Aufgabe, jeglicher Vergeudung der kostbaren Brennstoffschätze durch die stetige Vervollkommnung der Wärmekraftmaschinen zu steuern, nicht leicht gemacht. Wohl dient ihm dabei die Thermodynamik als Leuchte; sie zeigt ihm die Wege, auf denen ein Vordringen nutzbringend sein könnte und setzt das Erreichte physikalisch in das richtige Licht. Aber viele der von ihr gewiesenen Wege führen doch nicht zum Ziel, denn neben der Frage nach der physikalischen Möglichkeit spielen diejenigen nach der technischen Ausführbarkeit und Zweckmässigkeit und insbesondere nach der Wirtschaftlichkeit eine so ausschlaggebende Rolle, dass erst alle diese Gesichtspunkte zusammen die Richtung angeben, in der ein Fortschritt erzielbar ist. Der Kampf, den der Ingenieur dabei mit dem spröden Stoffe zu führen hat, ist ein äusserst schwerer, gilt doch hier in vollem Masse das Wort des Dichters: Leicht bei einander wohnen die Gedanken, doch hart im Raume stossen sich die Sachen. Und es beschleicht ihn bei aller Freude an dem Erreichten auch wieder das Gefühl der Resignation, denn von dem, was physikalisch möglich erscheint, kann so wenig in die technische Wirklichkeit umgesetzt werden. Über diesen Kampf und die dabei gewonnenen Siege Ihnen am Beispiel der thermodynamisch vollkommensten Maschine, der Verbrennungskraftmaschine, zu berichten, ist mir die ehrenvolle Aufgabe zuteil geworden.

Unsere besten Grossdampfmaschinen verwandeln nur 13—15 Proz. der Wärme, die bei der Verbrennung der Kesselkohle entwickelt wird, in Nutzarbeit. Man wird ferner nicht fehlgehen in der Annahme, dass in den meisten Dampfmaschinen mittlerer Grösse nur ungefähr 10 Proz. der Brennstoffwärme sich als Nutzarbeit wiederfinden, ja dass sich die Kleindampfmaschinen häufig mit 3—4 Proz. Wärmeausnutzung begnügen müssen. Erst seit wenigen Jahren gelingt es durch die Anwendung des überhitzten Dampfes auch in kleineren Anlagen eine bessere Wärmeausnutzung zu erzielen, eine Heissdampflokomobile von nur 50 PS. Leistung hat sogar nach beglaubigten Berichten eine Wärmeausnutzung von 15,3 Proz. erreicht und kommt also darin den besten Grossdampfmaschinen gleich.

Der Kolbendampfmaschine sind aber in neuerer Zeit zwei mächtige Gegner erstanden, welche sie aus ihrer altangestammten Stellung zu verdrängen bestrebt sind, die Dampfturbine und die Verbrennungskraftmaschine.

Die Dampfturbine scheint, soweit sich dies heute übersehen lässt, die Wärme nicht viel besser auszunutzen als die Kolbendampfmaschine. Ihre grosse Bedeutung liegt vielmehr auf konstruktivem Gebiete: in ihr erzeugt der Dampf nicht erst eine hin- und hergehende Bewegung, die erst auf dem Umwege durch den Schubkurbelmechanismus in Drehbewegung übertragen werden müsste, sondern der Dampf wirkt unmittelbar auf ein sich drehendes Turbinenrad. Dadurch wird die Konstruktion, namentlich bei grossen Maschinensätzen einfacher und billiger, der Raumbedarf der Maschine verringert sich wesentlich gegenüber der Kolbendampfmaschine, infolge der gleichförmigen Drehbewegung kann das Fundament viel leichter und billiger ausgeführt werden, der Schmierölverbrauch wird kleiner und die Regulierfähigkeit grösser. So arbeiten denn hervorragende deutsche und ausländische Firmen seit einigen Jahren angestrengt

[1] Vorgetragen in der 2. allgemeinen Versammlung am 23. Sept. 1904.

an der Vervollkommnung der Dampfturbine und an ihrer Einführung in die Industrie. Es hat den Anschein, als ob insbesondere in grossen elektrischen Centralen die Kolbendampfmaschine durch die Dampfturbine gänzlich verdrängt werden sollte.

Dass die beiden soeben besprochenen Maschinengattungen eine verhältnismässig so geringe Wärmeausnutzung besitzen, ist thermodynamisch begründet und zwar mit Rücksicht auf die Eigenschaften des Wasserdampfes und auf die in betriebsfähigen Kesseln zulässigen Dampfspannungen. Nach dem zweiten, dem Carnot-Clausiusschen Hauptsatz der Thermodynamik kann in einer technisch realisierbaren Wärmekraftmaschine nie die ganze ihr im Brennstoff zugeführte Wärmemenge in Arbeit verwandelt werden, ein Teil davon muss vielmehr stets unverwandelt durch die Maschine gehen. Der in Arbeit verwandelte Teil ist aber um so grösser, je höher das Temperaturgefälle ist. Was unter dem Temperaturgefälle hier verstanden wird, kann ich an dem Beispiel der Dampfmaschine zeigen: Im Dampfkessel besitzt bei den grössten zulässigen Kesselspannungen der gesättigte Dampf ungefähr 200^0 Cels. oder allgemein $T_1{}^0$ absolute Temperatur; der aus der Dampfmaschine in den Kondensator entweichende Dampf besitzt noch eine Temperatur von mindestens 30^0 Celsius oder allgemein $T_2{}^0$ absolut. Nun erfolgt die Temperaturabnahme in der Dampfmaschine von 200^0 auf 30^0 dann theoretisch richtig, wenn der Dampf diesen Temperaturfall dadurch erleidet, dass er bei seiner Ausdehnung in der Maschine den Dampfkolben arbeitsverrichtend vor sich herschiebt und durch diese Arbeitsverrichtung Wärme in Arbeit verwandelt. Wir haben es also auf diese Weise mit einem Temperaturfall durch arbeitsverrichtende Ausdehnung zu thun, während es fehlerhaft wäre, den Temperaturfall durch Wärmeübertragung an kalte Körper hervorzurufen, weil dadurch keine Arbeit gewonnen würde. Das Verhältnis der beiden Temperaturen $\frac{T_1}{T_2}$ ist im Sinne der Thermodynamik das hier verfügbare Temperaturgefälle und je grösser dasselbe ist, um so besser wird die Wärmeausnutzung.

Nun besitzen aber die Verbrennungsgase, die sich bei der Verbrennung der Kohle im Dampfkessel bilden, $1200-1500^0$ Temperatur. Könnte schon von diesen hohen Temperaturen aus der Temperaturfall durch arbeitsverrichtende Ausdehnung erfolgen, so stände also ein sehr viel grösseres Temperaturgefälle zur Verfügung. Den grössten Teil dieses Temperaturgefälles dadurch zu vernichten, dass man die Wärme der Verbrennungsgase durch Wärmeleitung an den Dampf von 200^0 überführt und den Temperaturfall durch arbeitsverrichtende Ausdehnung erst bei 200^0 statt bei $1200-1500^0$ beginnen lässt, heisst daher einen sehr grossen Teil der Arbeitsfähigkeit der Wärme vernichten. Und da beim Wasserdampf im Hinblick auf die zulässigen Kesselspannungen und aus anderen Gründen ein wesentlich grösseres Temperaturgefälle nicht erzielbar ist, so muss ausgesprochen werden, dass er als Zwischenträger bei der Umwandlung von Wärme in Arbeit thermodynamisch unvorteilhaft ist, so bequem er auch vom technischen Standpunkte aus hierzu sein mag.

Mit Rücksicht auf ein möglichst grosses Temperaturgefälle wird es also am aussichtsreichsten erscheinen, wenn der Temperaturfall durch arbeitsverrichtende Ausdehnung schon bei den hohen Temperaturen der Verbrennungsgase beginnt, wenn daher die Verbrennungsgase selbst im Motorencylinder arbeitsverrichtend sich ausdehnen. Und dies führt schliesslich im Hinblick auf die technische Ausführbarkeit zu der Forderung, dass auch die Verbrennung und Wärmeentwicklung im Motorencylinder selbst erfolgt. Diejenige Gattung von Wärmekraftmaschinen, welche diese Forderung erfüllt, nennt man Verbrennungskraftmaschinen, oder da hierbei nur gasförmige Brennstoffe in Betracht kommen können, Gaskraftmaschinen, Gasmotoren. So drängen also die Folgerungen der Thermodynamik selbst zum Baue von Gasmaschinen und lassen sie thermodynamisch als viel aussichtsreicher erscheinen als die Dampfmaschine.

Es ist zunächst unsere Aufgabe, die Wärmeausnutzung in der Gasmaschine kennen zu lernen. Dazu müssen wir vorher einen Blick auf ihre Arbeitsweise werfen, wie sie von Nikolaus August Otto, dem erfolgreichsten Erfinder auf dem Gebiete des Gasmotorenbaues und dem eigentlichen Begründer der Gasmotorenindustrie, dem späteren Ehrendoktor der Würzburger philosophischen Fakultät, eingeführt wurde und die Ihnen vom Automobilmotor her bekannt sein dürfte.

Ein gusseiserner Cylinder (Fig. 1) ist nach vorne durch einen Kolben abgeschlossen, dessen hin- und hergehende Bewegung durch einen Schubkurbelmechanismus in Drehbewegung der Kurbelwelle übertragen wird. Auf der Kurbelwelle sitzt ein Schwungrad, welches infolge seiner trägen Masse imstande ist, die Bewegung der Maschine aufrecht zu erhalten, auch wenn augenblicklich eine Drehkraft nicht ausgeübt wird.

Am hinteren Ende des Cylinders befindet sich ein Raum, den der Kolben auch in seiner innersten Stellung frei lässt: der Verbrennungsraum. Er besitzt zwei Öffnungen *a* und *b*, welche durch Ventile abgeschlossen sind und von der Steuerung der Maschine rechtzeitig geöffnet und geschlossen werden können. Durch

Fig. 1. Schematischer Längsschnitt einer Gasmaschine.

das Ventil *a* (Auspuffventil) können die Verbrennungsgase nach der Arbeitsverrichtung ins Freie entweichen, während durch das Ventil *b* (Einströmventil) ein explosibles Gemenge von Luft und Gas in den Cylinder tritt. In der Zuleitung zum Einströmventil befindet sich das Mischventil *c* an derjenigen Stelle, an welcher die Gasleitung in die Luftleitung einmündet.

Während der Kolben zum erstenmal nach aussen geht, sind das Einströmventil *b* und das Mischventil *c* geöffnet, das explosible Gemenge von Luft und Gas, d. h. die Ladung wird dabei in den Cylinder gesogen (Ansaugehub). Bei dem nach Schluss der Ventile *b* und *c* folgenden Rückgang des Kolbens wird der Raum für die hinter dem Kolben befindliche Ladung mehr und mehr verringert, ihr Druck nimmt stetig zu, sie wird in den Verbrennungsraum hinein verdichtet (Verdichtungshub). Ist der Kolben in seiner innersten Stellung wieder angelangt, so lässt man an der Stelle *d* des Verbrennungsraumes einen elektrischen Funken überspringen, der die Ladung entzündet und ihre Verpuffung herbeiführt. Temperatur und Druck derselben steigen fast augenblicklich sehr hoch an, der Kolben wird nach aussen geschoben. Dabei nehmen infolge der Vergrösserung des Volumens die Temperatur und der Druck der Verbrennungsgase stetig ab. Wir haben hier den Temperaturfall durch arbeitverrichtende Ausdehnung, indem ein Teil der Wärme der Verbrennungsgase in Arbeit umgesetzt wird (Arbeitshub). Ist der Kolben so zum zweiten Male aussen angelangt, so öffnet sich das Auspuffventil *a*, die Verbrennungsgase stürzen durch das Auspuffrohr ins Freie und werden bis auf den im Verbrennungsraum verbleibenden Rest beim Rückgang des Kolbens vollends hinausgeschoben (Auspuffhub). Jetzt kann mit dem erneuten Ansaugen von frischer Ladung das Arbeitsspiel von neuem beginnen.

Somit besteht dieses Arbeitsspiel aus zwei Hingängen und zwei Rückgängen, aus vier Hüben oder Takten und wird daher das Viertaktverfahren, der Viertakt, genannt. Da unter den vier Takten nur ein Arbeitstakt sich befindet, so wäre er ohne die wesentliche Hilfe des Schwungrades nicht ausführbar, denn dieses muss während dreier Takte die Drehung der Maschine aufrecht erhalten. Soll der Gang der Maschine trotzdem gleichförmig genug sein, so muss das Schwungrad schwerer als bei der Dampfmaschine ausgeführt werden.

Den geschilderten Arbeitsvorgang kann man sich am besten graphisch veranschaulichen, indem man die augenblicklichen Kolbenwege als Abszissen und die jedem Kolbenweg zu-

Fig. 2. Theoretisches Diagramm der Gasmaschine.

gehörigen Gaspressungen als Ordinaten aufzeichnet. Man erhält so das theoretische Schaubild der Fig. 2: Ansaugelinie *a b* bei atmosphärischem Druck, Verdichtungslinie *b c* bei stetiger Druckzunahme, Verpuffungslinie *c d* bei augenblicklicher grosser Drucksteigerung, Linie *d e* für den Temperaturfall bei arbeitsverrichtender Ausdehnung, Auspuffen der Verbrennungsgase und Ausstossen derselben beim Rückgang des Kolbens nach Linie *e b a*. In Wirklichkeit ist die Gestalt des Schaubildes oder Diagramms, das durch den Indikator an

der Maschine aufgezeichnet wird, etwa diejenige der Fig. 3. Ich habe darin für die

Fig. 3. Diagramm der Göttinger Gasmaschine.

10 pferdige Leuchtgasmaschine des Göttinger Instituts für technische Physik die Temperaturen und Gasspannungen an den wichtigsten Punkten eingetragen. Insbesondere ist zu erkennen, dass in dieser Maschine die Temperatur am Ende der Verpuffung, d. h. die Verbrennungstemperatur 1515^0 und die Temperatur am Ende der arbeitsverrichtenden Ausdehnung 978^0 C. beträgt.

Besonders wichtig für den Gasmotor ist, wie wir sehen werden, der Grad der Verdichtung, den die Ladung vor der Verbrennung erleidet. Er ist offenbar bedingt durch die Grösse des Verbrennungsraumes, in welchen die Ladung hinein verdichtet wird und ist daher gegeben durch das Verhältnis des Gesamtvolumens V_o der Ladung am Ende des Ansaugens zu dem Volumen V_c des Verbrennungsraumes: Verdichtungsgrad $= \frac{V_o}{V_c}$. Die Göttinger Maschine hatte den Verdichtungsgrad 3,8, d. h. die Ladung wurde vor der Entzündung auf 1/3,8 ihres Anfangsvolumens verdichtet.

Bei den hohen im Cylinder auftretenden Temperaturen wäre ein Betrieb der Maschine unmöglich, wenn die Wandungen des Cylinders und des Verbrennungsraumes nicht von einem Kühlwassermantel umgeben wären. Das Kühlwasser fliesst nach Fig. 1 unten zu, oben ab.

Zu den gasförmigen Brennstoffen, die mit Luft gemischt ein explosibles Gemenge bilden, gehören nun auch die Dämpfe der flüssigen Brennstoffe, wie Petroleum, Benzin und Spiritus. Die Petroleum-, Benzin- und Spiritusmotoren gehören daher ebenfalls zu den Gasmaschinen. Es ist nur erforderlich, an Stelle des Gases den flüssigen Brennstoff in die Saugleitung zur Luft zuzuführen, wie dies in Fig. 1, *e* gestrichelt angedeutet ist. Die Wandungen des Cylinders und der Saugleitung sind während des Betriebes in der Regel warm genug, um den eingespritzten Brennstoff noch vor der Verdichtung zu verdampfen.

In neuerer Zeit hat das sogenannte Zweitaktverfahren wieder Bedeutung erlangt, bei welchem das Herbeischaffen der Ladung und das Hinausschieben der Verbrennungsgase durch die Vermittlung besonderer Ladepumpen geschieht. Im Motorencylinder selbst spielen sich infolgedessen nur der Verdichtungshub und der Arbeitshub ab. Doch ist dabei in thermodynamischer Beziehung gegenüber dem Viertakt grundsätzlich nichts geändert.

Nunmehr kennen wir genug von der Arbeitsweise, um die Frage nach der Wärmeausnutzung in der Gasmaschine zu verstehen. Wir nennen in Fig. 2 die am Ende der Verpuffung erreichte Verbrennungstemperatur T_1 und die am Ende der arbeitsverrichtenden Ausdehnung erreichte Temperatur T_2. Dann können wir das Verhältnis $T_1 : T_2$ als das für die Gasmaschine verfügbare Temperaturgefälle ansehen, durch dessen Vergrösserung die Wärmeausnutzung vergrössert wird. Dieses Temperaturgefälle wird aber offenbar um so grösser, je höher vor der Verpuffung die Verdichtung der Ladung getrieben wird, denn um so stärker können sich dann nach erfolgter Verbrennung die Verbrennungsgase wieder ausdehnen. Ist z. B. bei einer Gasmaschine der Verdichtungsgrad 8, d. h. wird die Ladung vor der Verbrennung auf 1/8 ihres Anfangsvolumens zusammengedrückt, so heisst dies ja gleichzeitig, dass sich die Verbrennungsgase auf das 8fache desjenigen Volumens, das sie bei der Verbrennung besitzen, unter Arbeitsverrichtung wieder ausdehnen können. Und dass dabei der Temperaturfall durch arbeitsverrichtende Ausdehnung grösser ist als in der Göttinger Maschine, wo nur auf 1/3,8 die Ladung verdichtet wird, also auch nur um das 3,8 fache die Verbrennungsgase sich ausdehnen können, dürfte einleuchten.

So ist also das wichtigste Mittel zur Erzielung einer möglichst guten Wärmeausnutzung in der Gasmaschine (beim Viertakt und beim Zweitakt) ein möglichst hoher Verdichtungsgrad. Das technische Mittel, ihn zu erreichen, erscheint dabei recht einfach zu sein. Man darf nur den Verbrennungsraum der Maschine möglichst klein machen. Betrüge dieser Raum z. B. 1/50 des Gesamtvolumens, der Verdichtungsgrad also 50, so würde man nach den Rechnungen der Theorie bei Vermeidung sonstiger Verluste ungefähr 75 Proz. Wärmeausdehnung erhalten. Allein hier kommt nun zum erstenmal der Gesichtspunkt der technischen Ausführbarkeit und der wirtschaftlichen Zweckmässigkeit; wir würden bei einem so hohen Verdichtungsgrad mehrere 100 Atm Druck in der Maschine erhalten, infolgedessen aber müsste die Maschine so schwer gebaut werden und hätte so viel Maschinenreibung,

dass sie wohl vielleicht als sehr teures theoretisches Spielzeug, nicht aber als wirtschaftliche und betriebssichere Kraftquelle der Industrie ausführbar erscheint. Wir dürfen in unseren Wärmekraftmaschinen mit Rücksicht auf ihre Festigkeit und die Reibungsverhältnisse in den Zapfen und am Kolben höchstens 35—40 Atm. Maximaldruck zulassen.

Ja aus einem anderen Grunde muss man zunächst noch unter dieser Grenze bleiben: wegen der Gefahr von Vorzündungen. Bei der Verdichtung eines Gases oder Gasgemenges verwandelt sich nämlich die Verdichtungsarbeit in Wärme und so steigt mit zunehmender Verdichtung stetig die Temperatur der Ladung. Sie kennen die Wirkung dieser Erscheinung beim pneumatischen Feuerzeug, wo ein Stück Zunder dadurch zur Entzündung gebracht werden kann. In der Gasmaschine entzündet sich aber infolge dieser Temperaturzunahme schliesslich die explosible Ladung selbst unter heftigen Stössen, wenn die Verdichtung zu weit getrieben wird. In einer möglichst gut gekühlten Gasmaschine kann man heutzutage bei wasserstoffreicher, also leicht entzündlicher Ladung den Verdichtungsgrad 6—7, bei wasserstoffarmer schwerer entzündlicher Ladung den Verdichtungsgrad 8—9 verwenden, ohne bei normalen Verhältnissen Vorzündungen befürchten zu müssen.

Durch den Verdichtungsgrad ist nach dem Gesagten die Wärmeausnutzung festgelegt, die wir bei Vermeidung aller sonstigen Verluste nach den Gesetzen der Thermodynamik in einer Gasmaschine im günstigsten Falle erreichen können. Diese Wärmeausnutzung ist als der thermodynamische Arbeitswert des Brennstoffes für eine gegebene Gasmaschine zu bezeichnen: Für die Göttinger Maschine mit dem Verdichtungsgrad 3,8 beträgt er rund 33 Proz., für eine im vorigen Jahre von mir untersuchte 70pferdige Braunkohlengasmaschine mit dem heutigen Verhältnissen entsprechenden Verdichtungsgrad 8,0 rund 44 Proz. In den Flächen der Rechtecke 1, Fig. 4 und 5, ist je die gesamte im Gase der Maschine zugeführte Wärme, in dem unteren Teile der Rechtecke 2 der thermodynamische Arbeitswert des Brennstoffs für die beiden erwähnten Maschinen dargestellt. Der obere Teil der Rechtecke 2 bedeutet also diejenige Wärme, welche nach dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie bei dem gegebenen Temperaturgefälle unverwandelt durch die Maschine gehen muss und zwar als freie Wärme in den auspuffenden Verbrennungsgasen. Beim Göttinger Motor handelt es sich um 67 Proz., beim 70pferdigen Motor um 56 Proz. nicht verwandelbarer Wärme. Da die Verbrennungsgase infolgedessen am Ende der arbeitsverrichtenden Ausdehnung noch sehr

Fig. 4. Arbeitsbilanz des 10 PS. Göttinger Leuchtgasmotors.

hohe Temperaturen besitzen, so wird demnach auch in der Gasmaschine keineswegs das gesamte zwischen der Verbrennungstemperatur und der atmosphärischen Temperatur liegende Temperaturgefälle, sondern nur ein oberer Teil davon ausgenutzt, während sich die Ausnutzung der Dampfmaschine auf einen unteren Teil des gesamten Temperaturgefälles bezieht. Allein von der ersteren Maschine wird doch ein wesentlich grösserer Teil ausgenutzt als von der letzteren, weil die Gasmaschine gleich von der Verbrennungstemperatur aus mit der Arbeitsverrichtung beginnend nicht an so enge Schranken gebunden ist wie die Dampfmaschine.

Der thermodynamische Arbeitswert stellt jedoch nur ein Ideal dar, dem der Ingenieur

Fig. 5. Arbeitsbilanz einer 70 PS. Braunkohlengasmaschine.

seine Maschine möglichst nahe bringen soll, das aber nie erreicht werden kann. Denn hier handelt es sich wieder um den Kampf mit der rauhen Wirklichkeit: von dem Arbeitswert geht ein Teil durch Unvollkommenheiten verloren, die mit jeder technischen Ausführung unweigerlich verknüpft sind. Zunächst gelingt es, wenn Gas und Luft bei ihrer Zuführung zum Cylinder schlecht gemischt werden, nicht, in der kurzen hierzu verfügbaren Zeit von $^2/_{100}$ und $^5/_{100}$ Sek. das Gemenge vollständig zu verbrennen. Ein Teil des zugeführten Gases geht dann unverbrannt oder zu spät verbrennend durch den Motor. Bei der Göttinger Maschine werden hierdurch 4 Proz. des Arbeitswertes verloren, bei vielen Maschinen der Praxis bis 10 und 20 Proz., bei den besten Maschinen freilich kann man durch sorgfältigste Mischung vollständige Verbrennung erzielen. Ein Hauptverlust entsteht dadurch, dass ein Teil der entwickelten Wärme während des Arbeitsspieles durch die gekühlten Wandungen hindurch an das in dieser Beziehung schädliche, aber doch unvermeidliche Kühlwasser tritt. Dieser Arbeitsverlust kann bei dem heutigen Stande der Gasmotorentheorie nur geschätzt werden: es dürften durch die Wärmeabfuhr an das Kühlwasser beim Göttinger Motor ungefähr 15 bis 16 Proz. des Arbeitswertes an Arbeit verloren gehen und beim 70pferdigen Motor darf ein ähnlicher Betrag angenommen werden.[1]) Von der im Gasmotor erzeugten Arbeit wird ein Teil zum Herbeischaffen der Ladung und zum Ausstossen der Verbrennungsgase wieder aufgebraucht; beim Göttinger Motor 4,2 Proz. und beim 70pferdigen Motor 5,2 Proz. des Arbeitswertes. Schliesslich wird ein weiterer Teil durch Maschinenreibung aufgezehrt und zwar 16,4 Proz. bz. 7,8 Proz. bei den beiden Maschinen. So bleiben denn beim Göttinger Motor nur 60 Proz., beim 70pferd. Motor 69 Proz. vom Arbeitswert als Nutzarbeit übrig, und damit werden bei der ersteren Maschine 19,9 Proz., bei der letzteren 30,3 Proz. der Gesamtwärme in Nutzarbeit verwandelt. Diese Beträge sind durch die Grösse der Rechtecke 5 dargestellt, während die schraffierten Teile der Rechtecke 3 u. 4 die einzelnen vom Arbeitswert abzuziehenden Arbeitsverluste in Form einer graphischen Arbeitbilanz bedeuten. Aus dem Vergleich der Figuren 4 und 5 ist deutlich zu ersehen, dass die bessere Wärmeausnutzung des 70pferd. Motors hauptsächlich dem höheren Verdichtungsgrad und der dadurch hervorgerufenen Vergrösserung des thermodynamischen Arbeitswertes zuzuschreiben ist. Die Wärmeausnutzung dieses Motors von 30,3 Proz. muss als gut bezeichnet werden, denn in den besten Gasmaschinen werden bei möglichst hohem Verdichtungsgrad und möglichster Verringerung der Arbeitsverluste ungefähr 33 Proz. Wärmeausnutzung erzielt.

[1]) Auf Grund dieser Annahmen sind die obigen Zahlen für den thermodynamischen Arbeitswert berechnet worden.

Bei den Benzin- und Petroleummotoren kann man auch heute noch nach dem geschilderten Arbeitsverfahren wegen der Gefahr von Vorzündungen nicht über den Verdichtungsgrad 4 hinausgehen, da in den Benzin- und Petroleumdämpfen sehr leicht entflammbare Bestandteile enthalten sind. Man erreicht daher in ihnen nur bis 22 Proz. Wärmeausnutzung, ein Wert, den ich auch in diesem Jahre für einen Automobilmotor festgestellt habe.

Auf eine ungemein sinnreiche Art ist es im Dieselmotor gelungen, ohne Gefahr von Vorzündungen zu der technisch ausführbaren Druckgrenze von ungefähr 35 Atm. die Verdichtung zu treiben. Der Viertakt bleibt hier bestehen, aber es wird zunächst reine Luft in den Cylinder angesaugt und nur diese Luft auf 35 Atm. verdichtet, wobei ihre Temperatur auf den hohen Wert von etwa 500^0 C. steigt. In die hocherhitzte Luft wird nun nach der Verdichtung der Brennstoff eingespritzt und verbrennt in ihr, infolge ihrer hohen Temperatur, ohne dass irgend welche äussere Zündungsvorrichtung erforderlich wäre. Dabei wird der Brennstoff so langsam eingespritzt, dass der Druck während der Verbrennung nicht mehr erheblich steigt. Hierauf erfolgt die arbeitverrichtende Ausdehnung der Verbrennungsgase und der Auspuff wie beim Viertaktmotor. Das Diagramm des Dieselmotors ist in Fig. 6 gegeben,

Fig. 6. Indikatordiagramm des Dieselmotors.

a b Ansaugen reiner Luft, *b c* Verdichtung reiner Luft, *c d* Einspritzen und Verbrennen des Brennstoffes, *d e* arbeitsverrichtende Ausdehnung, *e b a* Auspuffen der Verbrennungsgase. Allein auch hier zeigt sich die spröde Wirklichkeit: Das Verfahren des Dieselmotors ist nur für flüssige Brennstoffe verwendbar. Das nachträgliche Einspritzen gasförmiger Brennstoffe in die hochverdichtete Luft wäre zu kraftraubend und die Verbrennung wäre nur sehr unvollkommen. Petroleum und Rohöle als Brennstoff verwendend, erreicht der Dieselmotor 33 Proz. Wärmeausnutzung, und ausserdem ist mit seiner Arbeits-

weise eine vorzügliche Regulierfähigkeit verknüpft.

Mit einer Wärmeausnutzung bis zu 33 Proz., wie sie nach dem Gesagten in den besten Gasmaschinen erzielt wird, könnte man nun gegenüber der Dampfmaschine recht zufrieden sein, denn es ist über doppelt soviel als in der letzteren Maschine. Allein, thermodynamische Überlegenheit braucht, wie Sie gleich sehen werden, nicht auch wirtschaftliche Überlegenheit zu sein: wir müssen uns überlegen, dass es nicht auf die Wärmeausnutzung an sich, sondern zunächst auf die Brennstoffkosten ankommt.

Da zeigt sich, dass dieselbe Wärmemenge, aus Leuchtgas oder Petroleum oder Benzin erzeugt, in Deutschland 7 bis 10 mal so teuer ist, als wenn sie aus der Kesselkohle selbst entwickelt wäre. Was nützt also die vorzügliche Wärmeausnutzung bei so teuren Brennstoffen! Immerhin war es den Leuchtgas-, Benzin- und Petroleummotoren möglich, die Kleindampfmaschine zu verdrängen, da diese hinsichtlich der Wärmeausnutzung so sehr ungünstig arbeitet, während kleine Gasmaschinen von 10 PS. und darunter noch Wärmeausnutzungszahlen bis zu 25 Proz. aufweisen. Infolgedessen ist die Gasmaschine eine unentbehrliche Kraftquelle im Kleinbetrieb geworden, die sich zudem und über kleine Grössen hinaus überall da empfiehlt, wo der Dampfkessel durch sein Gewicht, seinen Betrieb, seine Bedienung, seinen Raumbedarf oder durch die Forderung, ihn zum Zwecke der Betriebsbereitschaft stets unter Dampf zu halten, lästig fällt. Ich erinnere hier an die Automobilmotoren. Der Dieselmotor hat ausser der besseren Wärmeausnutzung noch den Vorteil, billigere Rohöle verwenden zu können.

Um die thermodynamische Überlegenheit auch wirtschaftlich zur Geltung zu bringen, musste die Gasmotorenindustrie bestrebt sein, ein Gas zu erzeugen, das die Wärme fast ebenso billig abgiebt, wie die Kohle selbst; diese Forderung hat zur Erzeugung von Kraftgas oder Generatorgas geführt.

Man kann Kohle dadurch vergasen, dass man sie in einem Schachtofen nach Fig. 7 über dem Rost *d* aufschüttet, unten in Glut bringt, und nach oben einen Luftstrom durch sie hindurchtreten lässt. Weil hierbei Kohle im Überschuss vorhanden ist, entsteht das Produkt der unvollständigen Verbrennung, Kohlenoxyd, welches selbst wieder ein brennbares Gas ist und im Gasmotor weiter zu Kohlensäure verbrannt werden kann. Bei der Vergasung der Kohle zu Kohlenoxyd werden über 30 Proz. der in der Kohle enthaltenen Wärme frei, erhitzen das erzeugte Gas und entweichen mit diesem als fühlbare Wärme. Da immer etwas Kohlensäure mitentsteht, so beträgt diese fühlbare Wärme sogar mehr als 30 Proz. Vor der Verwendung im Gasmotor muss aber das Gas gereinigt und abgekühlt werden und so müsste die bei der Vergasung entwickelte Wärme von über 30 Proz. vollständig verloren gehen. Um diesen Verlust zu verringern, wird mit der Luft Wasserdampf in den Schachtofen geführt.

Fig. 7. Schema einer Sauggas-Generator-Anlage.

Sie sehen in *b c* einen Wasserbehälter über dem Schachtofen, der durch die bei *e* abziehenden Gase geheizt wird. Über ihm streicht die von *a* kommende Luft vorbei und sättigt sich hier mit Wasserdampf, ehe sie durch den Rost *d* zum Schachtofen tritt. Der so zugeführte Wasserdampf zersetzt sich an den glühenden Kohlen: es entsteht Kohlenoxyd und Wasserstoff, und zwar wird bei diesem Zersetzungsvorgang Wärme gebunden, so dass die Temperatur der abziehenden Gase und damit die bei ihrer Abkühlung verloren gehende Wärme veringert wird, da einen Teil davon der Wasserstoff chemisch gebunden in den Gasmotor führt und ihn dort bei seiner Verbrennung zur Verfügung stellt. Das auf diese Weise entstandene Kraftgas, das aus etwas CO_2, aus CO, H_2, etwas CH_4 und N_2 besteht, wird in einem sogenannten Skrubber durch Wasserberieselung und häufig noch in einem Sägespänereiniger gereinigt und tritt hierauf zum Motor.

Früher hat man in der Regel den erforderlichen Wasserdampf in einem kleinen Dampfkessel bei ungefähr 4 Atm. Druck erzeugt, so dass er, unter den Rost des Generators geblasen, die Luft in einem Dampfstrahlgebläse mitreissen konnte. Das Gas wurde also unter Druck hergestellt. Man kam aber auf den Gedanken, durch den Motor selbst bei seinem Ansaugehube die Luft durch den Generator saugen zu lassen, was durch den Wegfall des Dampfkessels eine wesentliche Vereinfachung der Anlage und durch den Fortfall des besonderen Brennstoffes für den Dampfkessel eine erhebliche Kohlenersparnis bedeutet. Das auf diese Weise erzeugte Kraftgas nennt man daher Sauggas, von dem in den letzten 3 Jahren sehr viel die Rede gewesen ist.

Ich habe kürzlich eine 200pferdige Sauggasanlage untersucht: 80 Proz. der in der Generatorkohle enthaltenen Verbrennungswärme fanden sich in der Verbrennungswärme des erzeugten Gases wieder; es gingen somit bei der Vergasung nur 20 Proz. Wärme verloren. Der durch die untersuchte Anlage gespeiste Motor hatte in Beziehung auf das ihm zugeführte Kraftgas eine Wärmeausnutzung von 31,6 Proz.; es wurden also von der in der Kohle enthaltenen Wärme 25,3 Proz. in Nutzarbeit des Motors verwandelt.

So scheint denn in der That, da für die besten Vertreter der Dampfmaschine und der Gasmaschine die Wärmeausnutzung beidemal auf Kohle bezogen mit den Zahlen 15 gegen 25 Proz. verglichen werden kann, die thermodynamische Überlegenheit der Gasmaschine in vorzüglicher Weise auch zur wirtschaftlichen geworden zu sein. Aber auch hier muss der Gasmotor wieder den Kampf mit ungünstigen Verhältnissen aufnehmen: die meisten Kohlensorten lassen bei ihrer Erhitzung eine grosse Menge von Teerdämpfen entweichen, die sich mit dem erzeugten Gas mischen, in einfachen Reinigungsapparaten nicht abgeschieden werden können, zur baldigen Verschmutzung der Leitungen und des Motors führen und daher einen Dauerbetrieb unmöglich machen. So grosse Reinigungsanlagen einzubauen, dass der Teer abgeschieden wird, ist wohl technisch möglich, erscheint aber wegen sehr grosser Anlagekosten mit Ausnahme von Sonderfällen (Mondgas) wirtschaftlich unausführbar. Man ist daher auf Kohlensorten angewiesen, die nicht teeren und die ausserdem nicht backen, und diese sind: Anthrazit und Koks. Der Koks liefert keine so gute Wärmeausnutzung, wie ich dies oben angegeben habe und bei Anthrazit zeigt sich leider, dass er z. B. in Berlin um rund 50 Proz. teurer ist als gute Kesselkohle, bezogen auf gleiche Verbrennungswärme. Die Brennstoffkosten für den Gasmotor sind also keineswegs in dem Masse kleiner, in welchem die Wärmeausnutzung grösser ist als bei der Dampfmaschine, zumal da die Wärmeausnützung mit Abnahme der Maschinenbelastung bei der Gasmaschine rascher abnimmt als bei der Dampfmaschine.

Zur Beurteilung der wirtschaftlichen Bedeutung gehören aber nicht bloss die Brennstoffkosten, sondern auch die Kosten für Bedienung, Schmierung, Instandhaltung, Wasserbeschaffung, Verzinsung und Amortisation des Anlagekapitals, ausserdem muss gefragt werden nach der Einfachheit, Sicherheit und Anpassungsfähigkeit des Betriebes. So wichtig diese Punkte an und für sich sind, so muss ich doch mit Rücksicht auf die verfügbare Zeit mir versagen, näher darauf einzugehen.

Berücksichtigt man alle hier nicht näher zu erörternden Verhältnisse, so kann man wohl aussprechen, dass jedenfalls in Grössen bis zu 50 PS. und häufig selbst bis 100 PS. die Sauggasmaschine in den meisten Gegenden Deutschlands — auf die Entfernung von den Kohlenzechen kommt es wegen der Kohlenfrachten an — in den Brennstoffkosten und in den Gesamtkosten wirtschaftlicher ist als die Dampfmaschine, besondere Fälle naturgemäss ausgenommen. Daher haben sich auch in den letzten drei Jahren die Saugungsanlagen dieser Grössen von 8 PS. an ungemein rasch verbreitet und die Dampfmaschine in Neuanlagen stark zurückgedrängt.

Auch für grössere Anlagen muss der Sauggasmaschine in vielen Fällen noch eine wirtschaftliche Überlegenheit zugestanden werden und es ist schon eine Reihe solcher Anlagen in Maschinengrössen bis zu 500 PS. im Betrieb oder in Aufstellung. Immerhin aber war man in der Einführung grösserer Anlagen zurückhaltender, da einerseits grössere Dampfmaschinenanlagen wirtschaftlicher arbeiten als kleinere, andererseits aber auch deshalb, weil es erst

in den letzten Jahren gelungen ist, die Grossgasmaschine konstruktiv auszugestalten.

Hier kamen nun äussere Umstände der Entwickelung fördernd entgegen. Und diese Förderung geschah von seiten einer der mächtigsten und thatkräftigsten Industrien, der Eisenhüttenindustrie. Ein gewaltiger Schachtofen oder Generator ist der Hochofen, dessen Schacht mit glühendem Koks und freilich auch mit Eisenerzen gefüllt ist, dem ebenfalls Gebläsewind von unten zugeführt wird, und der nicht bloss das Roheisen erzeugt, sondern auch, wie der oben geschilderte Generator, noch ein brennbares Gas aus seinem oberen Teile entweichen lässt, das Gichtgas. Die Hälfte dieses Gichtgases muss zur Vorwärmung des Gebläsewindes verwendet werden, die andere Hälfte aber steht zu anderen Zwecken frei, und wurde bisher unter Dampfkesseln verbrannt. Bei einem Hochofen von 200 t täglicher Eisenerzeugung können mit dem verfügbaren Gichtgas auf diese Weise in der Dampfmaschine höchstens 2500 PS. erzeugt werden. Hier, wo sich also endlich gasförmiger Brennstoff für die Dampfmaschine und gasförmiger Brennstoff für die Gasmaschine gegenüber stehen, muss nun die Gasmaschine unzweifelhaft im Vorteil sein und in der That vermag sie aus einem Hochofen von 200 t Eisenerzeugung mindestens 5000 bis 6000 PS. zu leisten, also volle 3000 PS. mehr als die Dampfmaschine. So wird dann der Hochofen zur ausgiebigsten Kraftcentrale, die nicht bloss das Hüttenwerk, sondern auch etwa damit verbundene Werke wie das Stahlwerk und das Walzwerk mit Kraft versorgen kann. Aber der Eisenhüttenmann bedarf grösster Maschinen in Einheiten bis zu 3000 PS. und so sah sich die Gasmotorenindustrie plötzlich vor die Aufgabe gestellt, so grosse Maschinen auszubilden. Ich muss mir versagen zu schildern, wie seit den schüchternen Versuchen im Jahre 1895 die Entwicklung der Gichtgasmotoren stetig und rasch vor sich gegangen ist und welch ausserordentliche Schwierigkeiten sich dem Bau so grosser Maschinen entgegenstellten. Wohl wäre dies auch vom Standpunkt der Dynamik und insbesondere der Elastizitätstheorie von grösstem Interesse: Handelt es sich doch um eine ungemein starke Inanspruchnahme der Maschinenteile durch die hohen Verpuffungsspannungen, um gewaltige, bei schlechter Konstruktion die Fundamente erschütternde und zu Stössen in der Maschine führende Massenwirkungen der hin und hergehenden Teile und nicht zum wenigsten um die ungleichmässige Erwärmung eines und desselben Maschinenteiles an verschiedenen Stellen, insbesondere in der äusseren und der inneren Wandung, die wie bei einer ungleichmässig erhitzten Glasplatte zu Brüchen führte. Auch kann ich nicht von der Einführung der grossen Zweitaktmaschinen reden und wie diese wieder befruchtend auf den Bau der Viertaktmaschine gewirkt haben. Hervorheben darf ich, dass auf diesem Gebiete, wie überhaupt im Gasmotorenbau, deutsche Firmen mit einer einzigen Ausnahme die führenden gewesen sind. Wieweit man aber schon gekommen ist, möge daraus hervorgehen, dass in den 6 Jahren bis Oktober 1903 von den deutschen Firmen und einer belgischen Firma insgesamt 400 Stück Grossgasmaschinen über 200 PS. mit insgesamt 300000 PS. Leistung im Bau oder in Ausführung waren, und dass dabei 86 Stück mit rund 120000 PS.

Fig. 8. Braunkohlen-Generator.

Maschinengrössen über 1000 PS. bis zu 3000 PS. betrafen.

Die allgemeine Einführung der Grossgasmaschine mit Kraftgas- oder Sauggasbetrieb ist aber schon deshalb nicht möglich, weil die Industrie von Anthrazit und Koks allein nicht leben kann, sondern auf die Verwendung der Kesselkohle angewiesen ist. So drängt die thermodynamische Bedeutung der Gasmaschine immer gebieterischer zu der Aufgabe, einfache Generatoren zu schaffen, in denen auch teerhaltige und backende Kohlen Verwendung finden können und mit grosser Energie ist seit einigen Jahren auch diese Aufgabe aufgenommen worden. Man sucht die Lösung der Verwendung teerhaltiger Kohlen darin, dass man die der erhitzten Kohle entweichenden Teerdämpfe durch eine glühende Schicht des Generators

leitet, wo sie sich zu beständigeren Gasen zersetzen. Einen solchen Generator sehen Sie in Fig. 8. Luft wird nicht bloss unten, sondern auch oben (*b*) und in der Mitte zugeführt, so dass drei hellglühende Schichten *a*, *b* und *c* entstehen. Das gebildete Gas entweicht seitlich in der Mitte des Schachtofens. Der Brennstoff wird oben eingeworfen. Die Teerdämpfe bilden sich über der Schicht *a* und müssen also diese Schicht und die Schicht *b* durchstreichen, ehe sie abgeführt werden. Freilich lassen sich in einem solchen Generator noch nicht alle Kohlensorten vergasen, immerhin aber ist von einem teilweisen Erfolg zu berichten, indem es einigen Firmen seit etwa Jahresfrist gelingt, Braunkohlen und insbesondere Braunkohlenbriketts nach dem geschilderten grundsätzlichen Verfahren praktisch teerfrei zu vergasen.

Ein aufs höchste erstrebenswertes Ziel wäre die Verwirklichung einer Gasturbine, welche die hervorragende Wärmeausnutzung der Gasmaschine mit der konstruktiven Einfachheit der Dampfturbine vereinigte. Leider vermag man heute noch nicht die hier entgegenstehenden Schwierigkeiten zu überwinden. Die Dampfturbine wird bei ihren konstruktiven Eigenschaften in den nächsten Jahren mit der Grossgasmaschine auf manchen Gebieten in scharfen Wettbewerb treten, aber sie wird auch alle Kräfte auf der Gegenseite zu fieberhafter Thätigkeit anspornen, um die so unzweifelhafte und hervorragende thermodynamische Überlegenheit der Grossgasmaschine auch wirtschaftlich allseitig gegenüber der Dampfmaschine und Dampfturbine durchzusetzen. Möge der Gasmotorenindustrie, die gewappnet mit dem Rüstzeug der Ingenieurwissenschaft und Ingenieurkunst in hingebungsvoller Arbeit schon so Hervorragendes geleistet hat, der volle Erfolg beschieden sein. Denn wenn es ihr gelänge, gewöhnliche Kesselkohle in einfachen Apparaten zu vergasen und dadurch den Kohlenverbrauch und die Brennstoffkosten für die Erzeugung motorischer Kraft auch in der Grossindustrie um fast die Hälfte zu vermindern, so wäre damit ein höchst bedeutsamer Kulturfortschritt erzielt.

BERICHT UND DEBATTE ÜBER DEN NATURWISSENSCHAFTLICH-MATHEMATISCHEN UNTERRICHT AN DEN HÖHEREN SCHULEN.[1]

K. Fricke (Bremen), Über die heutige Lage des naturwissenschaftlich-mathematischen Unterrichts an den höheren Schulen.[2]

Der Vortrag geht aus von den im Jahre 1901 aufgestellten Hamburger Thesen, die gegen die Ausschliessung des biologischen Unterrichts von den oberen Klassen unserer höheren Schulen Stellung nehmen, und von den entsprechenden Beschlüssen der vorjährigen Naturforscherversammlung in Cassel, und legt dann seinen Standpunkt in der vorliegenden Frage dar: Nicht Fachbildung oder einseitige mathematische oder naturwissenschaftliche Bildung in den höheren Schulen ist das Ziel, sondern mathematische und naturwissenschaftliche Schulung im Rahmen einer allgemeinen menschlichen Geistesbildung, wie sie für das Verständnis der heutigen Kultur und für die lebendige Mitarbeit an ihrer Weiterentwicklung erforderlich ist.

Als in dem protestantischen Deutschland sich das staatliche Schulwesen von der Kirche loslöste, begünstigte der ältere Humanismus wie die Reformation in einseitiger Weise das Studium der alten Sprachen. Auch bei der Reorganisation des preussischen Schulwesens um die Wende des 18. und 19. Jahrhunderts wurde mit dem Wiederaufleben des Humanismus die Vorherrschaft der klassischen Sprachen in den Schulen bestärkt. War auch zuerst in den Süvernschen Lehrplänen für die Gymnasien den aufblühenden Naturwissenschaften ein gewisser Spielraum bewilligt, so wurden diese doch bald unter dem Drucke der mit dem Berechtigungszwange stets wachsenden Überbürdungsklagen immer weiter zurückgedrängt; die Lehrpläne von 1856 bezeichnen in dieser Richtung den Höhepunkt, in ihnen gelangte die Formel von der durch nichts ersetzbaren „formal bildenden Kraft der klassischen Sprachen“ zur Alleinherrschaft in der Schule. Gegen diese Übertreibung bildet die etwa gleichzeitig einsetzende Realschulbewegung einen bis in die Gegenwart fortlaufenden Protest. Die als Anstalten für allgemeine Bildung anerkannten neunklassigen Realschulen (Realschule I. O. mit Latein, das spätere Realgymnasium, seit 1859 und die lateinlose Oberrealschule seit 1882) gewähren neben den neueren Sprachen und der Mathematik auch den Naturwissenschaften einen grösseren Raum, sodass von jetzt ab das Schicksal des naturwissenschaftlichen Unterrichts vor-

1) Gesamtsitzung bei der Hauptgruppe am 22. Sept.
2) Vom Vortragenden zur Verfügung gestellter Auszug.

wiegend mit dem Gedeihen dieser Anstalten verknüpft ist. Diese Schulen hatten aber bis in die neueste Zeit einen schweren Stand in dem Kampfe um die Berechtigungen, bis ihnen endlich dank dem persönlichen Eingreifen S. M. des Kaisers die Gleichwertigkeit (Kgl. Erlass vom 13. November 1900) zuerkannt und in der Folge auch in Preussen für die Mehrzahl der höheren Berufsarten eine wenigstens annähernde Gleichstellung zuteil wurde. Vollständig ist freilich auch selbst in Preussen die Gleichbeberechtigung nicht erreicht und noch weniger in den meisten übrigen deutschen Bundesstaaten.

Diese Ungleichheit begünstigt noch immer das Überwiegen der altsprachlichen Schulen, sodass im Jahre 1902 im Deutschen Reiche auf 482 Gymnasien nur 131 Realgymnasien und 69 Oberrealschulen kamen, in Preussen allein auf 315 Gymnasien nur 87 Realgymnasien und 42 Oberrealschulen, selbst für die technischen Berufsarten mussten daher noch etwa 73 % der Studierenden auf altsprachlichen Gymnasien vorgebildet werden.

Durch diese Bevorzugung der altklassischen Bildung und des Sprachunterrichts überhaupt auf allen unsern höheren Schulen wird aber eine einseitige und falsche Auslese begünstigt, indem einmal der scholastischen Auffassung Vorschub geleistet wird, als ob alle Wissenschaft aus Büchern gelernt werden müsse, anstatt die Fähigkeit der vorurteilsfreien Beobachtung und des selbständigen Urteils erfolgreich zu pflegen, und indem vor allem vielfach nur die arbeitsame Mittelmässigkeit begünstigt wird, selbständige Charaktere aber, die sich dem grammatischen Zwange nicht fügen, ausgeschaltet werden.

Im einzelnen wird dann die Bedeutung der Mathematik für die exakte logische Schulung wie in ihren Beziehungen zu den Naturwissenschaften, insbesondere zu der Physik hervorgehoben, deren Wünsche darzulegen aber dem folgenden Vortrage vorbehalten ist. Der zu der Physik in nahen Beziehungen stehenden Chemie gebührt schon aus dem Grunde ein breiter Raum im Unterrichte, weil ihre Ergebnisse auch das Verständnis für biologische und geologische Vorgänge unterstützen und zugleich auch wertvolle Ausblicke auf das wirtschaftliche Leben der Gegenwart gestatten.

Dass den biologischen Wissenschaften, Botanik, Zoologie, Anthropologie eine Ausdehnung bis in die oberen Klassen gebührt, ist bereits im vorigen Jahre von der Naturforscherversammlung anerkannt und auch heute wird ein besonderes Referat die Bedeutung der Biologie für die allgemeine Bildung behandeln. Ausserdem aber verdient auch die Geologie als selbständiges Unterrichtsfach auf der Schule anerkannt zu werden, und schliesslich ist ein näherer Anschluss des geographischen Unterrichts an den naturwissenschaftlichen in hohem Grade erwünscht.

Alle diese Fächer sind aber an den Gymnasien nur kärglich oder gar nicht und auf den Realgymnasien teilweise auch nur spärlich bedacht; namentlich hat sich zeitweise in den Reformrealgymnasien die Tendenz einer fortschreitenden Zurückdrängung des naturwissenschaftlichen Unterrichts bemerklich gemacht. Den breitesten Spielraum gewähren die Oberrealschulen unserm Unterrichte, aber infolge der geringeren Berechtigungen stehen sie an Zahl den übrigen Schularten bei weitem nach, so dass ihr Lehrgang nur verhältnismässig wenigen zugute kommt. Aber auch ihnen fehlt wie allen übrigen ein biologischer Unterricht in den oberen Klassen. Die Möglichkeit der Durchführung ergiebt sich nicht nur aus dem Hinweis auf den Lehrplan der preussischen Realschulen vor 25 Jahren, sondern z. B. auch durch einen Vergleich mit den österreichischen Schulen. Geeignete Lehrer werden sich schon finden, sobald sich ihnen ein ausreichendes Feld für ihre Thätigkeit eröffnet.

Ein wissenschaftlich und methodisch vorgebildeter Lehrerstand ist aber die unerlässliche Vorbedingung für eine gedeihliche Entwicklung des Unterrichts. Die wissenschaftliche Ausbildung der Lehrer erfolgt durch den Universitätsunterricht und in dankenswerter Weise wird gegenwärtig in den Ferien-Kursen auch über die Studienzeit hinaus die lebendige Fühlung mit der Wissenschaft gefördert. Die methodische Durcharbeitung des Stoffes hat der Lehrerstand im wesentlichen aus eigener Kraft begonnen, wofür die zahlreiche Unterrichtslitteratur und die Thätigkeit des Vereins zur Förderung des Unterrichts in der Mathematik und den Naturwissenschaften Zeugnis ablegt. Aber auch in dieser Hinsicht ist die Fühlung mit der Hochschule erwünscht, namentlich im Interesse der Heranbildung der Lehramtskandidaten.

Als ein wesentlicher Erfolg der bevorstehenden Verhandlungen würde es begrüsst werden, wenn sich in immer weiteren Kreisen der Naturforscher, insbesondere auch an den Hochschulen die Überzeugung von der Wichtigkeit der Fragen des mathematischen und naturwissenschaftlichen Schulunterrichts Bahn brechen würde. Das gedeihliche Zusammenwirken von Universität und Schule ist ein Vorzug, der dem philologischen Unterrichte schon lange zugute kommt. Bei aller Achtung von der hohen Bedeutung einer litterarisch-ästhetischen und historischen Bildung, wie sie der Sprachunterricht bietet, hegen wir doch die Überzeugung, dass die Ergebnisse der Naturforschung im Interesse

einer echt menschlichen Geistesbildung, eines Humanismus in wahrem Sinne des Wortes, nach Inhalt und Methode ausgiebige Berücksichtigung verdienen bei der Heranbildung unserer Jugend, die wir mit dem Besten ausrüsten wollen, was menschliche Erziehungskunst und Wissenschaft zu bieten vermag.

F. Klein (Göttingen), Bemerkungen zum mathematischen und physikalischen Unterricht.

Hochverehrte Anwesende! Ich möchte Ihnen als Einleitung zu dem von mir zu gebenden Referate einige Schriften vorlegen, welche ich mit meinen Göttinger Kollegen zusammen, insbesondere meinem alten Freunde E. Riecke, über die hier in Betracht kommenden Fragen neuerdings veröffentlicht habe. Diese Schriften sind aus dem Ferienkurs für Oberlehrer der Mathematik und Physik entstanden, welcher alle zwei Jahre in Göttingen statthat[1]) und an dem Riecke und ich nach dem seitherigen Turnus alle vier Jahre beteiligt waren. Besagter Kurs giebt uns in längeren Intervallen willkommenen Anlass, uns darauf zu besinnen, was wir den Herren, die zu uns kommen, nicht nur an neuen Ergebnissen der wissenschaftlichen Forschung, sondern auch an Überlegungen und Nachweisen, die für den Unterricht an den höheren Schulen unmittelbar dienlich sein möchten, mitgeben können. Ich habe hier zunächst einen ersten Sammelband hierher gehöriger Vorträge, der unter dem Titel: Über angewandte Mathematik und Physik in ihrer Bedeutung für den Unterricht an den höheren Schulen im Jahre 1900 erschien (Leipzig, Teubner). Der Titel lässt ja auch den Fernerstehenden erkennen, um welchen besonderen Stoff es sich handelt. Ich will aber zur Orientierung hinzufügen, dass der Ruf nach stärkerer Berücksichtigung der Anwendungen im mathematischen und physikalischen Unterricht seit 1890 etwa an den höheren Schulen wie an den Universitäten immer stärker hervorgetreten ist, und dass es sich nun darum handelte, Inhalt und Bedeutung der neu herankommenden Gebiete in übersichtlicher Darstellung vorzuführen.[2]) Die neue Prüfungsordnung für Lehramtskandidaten von 1898 hat angewandte Mathematik geradezu als neues Prüfungsfach eingeführt. — Ich habe hier ferner die beiden ersten Hefte eines neuen Sammelbandes (Leipzig, Teubner, 1904), der von vornherein als ein Beitrag zu der heute in Breslau stattfindenden Debatte geplant war, — es fehlt noch das dritte Heft, in welchem Fr. Schilling (bisher Göttingen, nunmehr Danzig) über die Anwendungen der darstellenden Geometrie, insbesondere über die Photogrammetrie handelt; dasselbe hat wegen der vielen Figuren leider noch nicht völlig fertig gestellt werden können. Trotzdem mag hier vorweg gerade auf dieses Heft verwiesen sein, weil mir daran liegt hervortreten zu lassen, dass bei unserer Anteilnahme an den Reformbestrebungen des mathematischen und physikalischen Unterrichts die Fürsorge für die Entwickelung der Raumanschauung keineswegs zurücktritt, wir umgekehrt derselben, indem wir dem Worte „darstellende Geometrie" die denkbar weiteste Interpretation geben, ganz besondere Sorgfalt zuteil werden lassen möchten. Das zweite Heft (um rückwärtsgehend den Bandinhalt aufzuzählen) bringt neben pädagogischen Erwägungen über Inhalt, Methode und Ziel des physikalischen Unterrichts an den Schulen (die den weiter unten noch ausführlicher zu nennenden Tendenzen parallel gehen), insbesondere auch einen flott geschriebenen Artikel von K. Schwarzschild über astronomische Beobachtungen mit elementaren Hilfsmitteln.[1]) Das erste Heft endlich mit dem Titel: Über eine zeitgemässe Umgestaltung des mathematischen Unterrichts an den höheren Schulen behandelt in Aufsätzen von E. Götting und mir die brennende Frage, ob und inwieweit elementare Teile der Differential- und Integral-Rechnung in den Schulunterricht hereingenommen werden sollen. Wir befürworten diese Massregel ganz allgemein (d. h. für alle Schulgattungen), aber zugleich in vorsichtigster Weise. Ersteres, weil ein Verständnis der mathematischen Elemente unserer modernen Kultur ohne Kenntnis und Beherrschung des Funktionsbegriffs (wenigstens in seiner anschaulichen, durch den Verlauf einer Kurve gegebenen Form) unmöglich scheint, wogegen andere, von früher überkommene, aber für den allgemeinen Schulzweck nicht mehr gleich wichtige Teile der Mathematik zurücktreten können, — letzteres, weil in keiner Weise die Meinung sein kann, das mathematische Pensum unserer Gymnasien oder höheren Real-

1) In den Zwischenjahren (1901, 1903 etc.) findet dann jeweils ein Ferienkurs in den anderen naturwissenschaftlichen Fächern statt.

2) Die Einzelvorträge waren: E. Riecke, Geschichte des physikalischen Unterrichts; F. Klein, Allgemeines über angewandte Mathematik und insbesondere technische Mechanik, Fr. Schilling, Darstellende Geometrie; E. Wiechert; Geodäsie; G. Bohlmann, Versicherungsmathematik; Eug. Meyer, Wärmekraftmaschinen; Th. Des Coudres, Elektrotechnik.

1) Die physikalischen Beiträge sind: E. Riecke, Grundlagen der Elektrizitätslehre mit Beziehung auf die neueste Entwickelung; O. Behrendsen, Physik und Chemie an den höheren Schulen; J. Stark, Physik an der Schule; E. Bose, Kurse in physikalischer Handfertigkeit.

anstalten zu vermehren oder auch nur zu erschweren. Weiter hierüber in Einzelheiten einzugehen, verbietet sich im Augenblicke von selbst und ist auch insofern nicht nötig, als der Gegenstand gestern in einer gemeinsamen Sitzung der nächstbeteiligten Sektionen bereits eingehend durchgesprochen wurde.

Verzeihen Sie, dass ich solange bei diesen Göttinger Schriften verweilte. Sie erkennen jedenfalls, dass ich mit meinen Kollegen zusammen schon seit Jahren den uns zunächst betreffenden Unterrichtsfragen unserer höheren Schulen besondere Aufmerksamkeit zuwende und ich also an das heutige Referat nicht etwa, wie man vielleicht glauben möchte, vom einseitigen Standpunkte des Universitätsmathematikers heranging. Immer aber schien mir als Vorbereitung zu dem Referate erwünscht, meine Kenntnis der Verhältnisse auch noch durch weitere persönliche Bezugnahme mit denjenigen Kreisen zu ergänzen, die entweder mitten in der Unterrichtsarbeit an den höheren Schulen stehen oder aber dem mathematischen und physikalischen Unterricht unter anderen Gesichtspunkten besonderes Interesse zuwenden.

In ersterer Hinsicht darf ich anführen, dass ich nicht nur mit vielen einzelnen hervorragenden Lehrern höherer Schulen ausführlich Bezug nahm, sondern insbesondere auch mit den offiziellen Vertretern desjenigen Oberlehrervereins, der allen hierher gehörigen Problemen seit Jahren besondere Aufmerksamkeit widmet, des Vereins zur Förderung des Unterrichts in der Mathematik und den Naturwissenschaften; ich nehme an, dass der Vorsitzende dieses Vereins, Herr Pietzker, der hier anwesend ist, hernach selbst das Wort ergreifen wird. Einer der grössten Schäden, unter welchen der Betrieb der mathematisch-naturwissenschaftlichen Studien seither in Deutschland litt, war die Entfremdung zwischen den Vertretern der höheren Schulen und der Hochschulen; möge dieselbe durch die persönliche Aussprache der letzten Tage wenigstens auf dem Gebiete der Mathematik dauernd überwunden sein!

Ferner aber kann ich berichten, dass ich an einer Vorbesprechung der uns heute interessierenden Unterrichtsfragen teilnahm, welche der Verein deutscher Ingenieure im Hinblick eben auf unsere Breslauer Verhandlungen in voriger Woche in München veranstaltete. Es genüge zu sagen, dass sich dort im allgemeinen eine erfreuliche Übereinstimmung hinsichtlich aller Grundfragen zeigte. Der Verein deutscher Ingenieure hat es sich nicht nehmen lassen wollen, an der heutigen Besprechung durch eigene Delegierte teilzunehmen, insbesondere wird der Kurator des Vereins, Herr v. Borries, hernach eine programmatarische Erklärung des Vereins zur Kenntnis der Versammlung bringen. Ich begrüsse dieses Zusammengehen des Ingenieurvereins mit der Naturforscherversammlung auch aus allgemeinen Gründen mit besonderer Freude: vereint werden wir, zunächst in der Unterrichtsfrage, ein ganz anderes Gewicht haben, als wenn jedes einzeln operiert. Es sind übrigens bereits auch Vorbereitungen im Gange, welche eine entsprechende Verbindung mit den massgebenden Kreisen der praktischen Chemiker anbahnen sollen. Wenn aber jemand fürchten sollte, bei diesen Verbindungen würden die Interessen der theoretischen Wissenschaft unbillig zurückgedrängt, so meine ich, antworten zu können, dass dies von keiner Seite beabsichtigt wird, dass die Verhandlungen vielmehr von vornherein in besonnerer Erwägung aller nebeneinander in Betracht kommender idealer und praktischer Gesichtspunkte geführt werden sollen.

Hochgeehrte Anwesende! Wenn ich solcherweise einigermassen vorbereitet vor Sie hintrete, so beabsichtige ich trotzdem heute noch in keiner Weise, so wenig wie mein verehrter Herr Vorredner, Ihnen bestimmte Thesen vorzulegen oder gar Sie um Annahme von Thesen zu bitten. Der Gegenstand ist dazu viel zu umfangreich und vielseitig, insbesondere auch das Verhältnis zwischen den biologischen Wünschen und denjenigen, die ich zu vertreten habe, noch nicht genügend geklärt. Die Formulierung bestimmter Thesen wird später möglich sein, wenn erst die Dinge, wie ich hoffe, in einer grösseren von der Naturforscherversammlung einzusetzenden Kommission allseitig durchgesprochen sein werden. Heute ist meine Aufgabe nur, Sie über die neueren Bestrebungen und die hervortretenden Bedürfnisse auf den Gebieten des mathematischen und physikalischen Unterrichts unserer höheren Schulen im allgemeinen zu orientieren und damit hoffentlich Ihr ganzes Interesse für diese Fragen und Ihre dauernde Mitwirkung zur Förderung derselben zu gewinnen. Die philologischen Kreise können uns ein Vorbild sein! Sowie durch die Schulreform von 1900 die neue Grundlage gegeben war, haben sie mit grösstem Eifer eingesetzt, um innerhalb der neu gegebenen Bedingungen ihren Unterrichtsbetrieb von innen heraus zu beleben und zu kräftigen. Die Vertreter der alten wie der neuen Sprachen sind gleichmässig an der Arbeit. Dabei zeigt sich eine erfreuliche Kooperation aller beteiligten Kreise an Schule und Universität und eine uns bislang unbekannte Unterstützung auch durch die Schulbehörden. Möchten wir bald auf unserer Seite von etwas ähnlichem berichten können!

Um nunmehr zu besonderen Bemerkungen über den mathematischen Unterricht überzugehen, muss ich zunächst erwähnen, was Ihnen allen bekannt genug ist, nämlich, dass im letzten Jahrzehnt in ausgedehnten Kreisen, die weit auch in den Bereich der Naturforschergesellschaft hereingreifen, eine stark antimathematische Strömung hervortrat, die wie eine mächtige Woge den Besitzstand überflutet, dessen sich die Mathematik in Wissenschaft und Unterricht seither erfreute, und denselben vielfach wegzuschwemmen droht. Die philosophische Überlegung: dass Wogen vorüberziehen, dass auf schlechtes Wetter immer wieder auch gutes folgt, erschöpft glücklicherweise nicht das, was Ihr Referent zu dieser Erscheinung zu sagen hat. Ich habe vor allen Dingen auszusprechen, dass die gesamte Bewegung ihre Stärke aus gewissen Einseitigkeiten zieht, mit denen der mathematische Gedanke vielfach zur Geltung gebracht wurde. In den Gebieten der Anwendungen ist es der verfrühte mathematische Ansatz, der ohne genauere Kenntnis der in Wirklichkeit massgebenden Bedingungen vorangestellt wird und dann das Interesse von der Erfassung der eigentlichen Fragen ablenkt; beim Unterricht ist es die ausschliessliche Betonung der logischen Zusammenhänge unter Zurückschiebung der psychologischen Momente. Die logische Überlegung ist für die Mathematik, was das Skelett für den tierischen Organismus (der ohne das Skelett keinen Halt hat), aber es wäre eine merkwürdige Zoologie und ein sehr verfehlter zoologischer Unterricht, der vom Beginn an nur von dem Knochengerüst der Tiere handeln wollte! Es fehlt die Zeit, um diese Bemerkungen hier weiter auszuführen. Hoffen wir, dass die Einseitigkeiten, die bei uns bestanden haben mögen, in nicht zu ferner Zeit überwunden sein werden und dass dann der mathematische Gedanke nach der ihm innewohnenden unzerstörbaren Kraft in neuer Stärke hervortreten wird! Dies ist jedenfalls das Programm, welches ich gegenüber der berührten Frage vertrete.

Glücklicherweise kann ich nun ferner berichten, dass der Umschwung in der Vertretung der Mathematik nach aussen hin, den ich allgemein befürworte, im Unterrichte an den höheren Schulen schon lange Zeit eingeleitet und weit fortgeschritten ist. Die Bewegung reicht in ihren Anfängen mindestens 30 Jahre zurück, aber hat bis jetzt, wie es scheint, in allgemeinen Kreisen noch nicht diejenige Beachtung gefunden, die sie verdient. Da ist zunächst die Voranstellung der genetischen Unterrichtsmethode statt der in früheren Dezennien herrschenden deduktiven, sodann die selbständige Pflege der Raumanschauung durch Konstruktion und Zeichnung (auf die ich schon in meinen einleitenden Bemerkungen Bezug nahm), endlich die Berücksichtigung der Anwendungen beim Unterricht (die ich ebenfalls bereits nannte) —, also der Beziehungen der Mathematik zu der exakten Naturwissenschaft und allen der mathematischen Formulierung fähigen Gebieten des Lebens. Das logische Element soll darum nicht verkümmern, sondern auf Grund der anderweitigen begleitenden Entwickelungen allmählich, von Klasse zu Klasse fortschreitend, immer deutlicher herausgearbeitet werden. — Und hier ordnet sich nun das, was ich mit meiner neuen Schrift will, als eine Fortsetzung des Begonnenen ein. Das funktionentheoretische Denken in der sozusagen naiven Form, in der es von den grossen Mathematikern des 18. Jahrhunderts entwickelt wurde, also die elementare Lehre von der Differential- und Integralrechnung, hat im Laufe des neunzehnten Jahrhunderts alle Gebiete exakter Forschung immer vollständiger durchdrungen, — von der Physik beginnend, die sich in dieser Hinsicht als erste neben die von je mathematisch formulierte und darum als Vorbild dienende Astronomie stellte, bis hin zur Statistik und dem Versicherungswesen. Den Unterricht an den höheren Schulen so zu führen, dass der Schüler instand gesetzt werde, die solcherweise gewonnene Geltung der Mathematik nach ihrer allgemeinen Bedeutung zu verstehen, das ist die Aufgabe.

Ich will doch ausdrücklich aussprechen, dass ich die Gedanken, welche ich in dieser Hinsicht in meiner neuen Schrift entwickele, keineswegs als neue Entdeckungen ansehe. Sie finden in der Schrift selbst vielfache Bezugnahme auf andere Autoren, welche dasselbe Ziel verfolgen, insbesondere die sehr bemerkenswerten neuen Bestrebungen der Franzosen. Sie finden auch die Angabe, dass sich die Praxis unserer Schulen, ohne dass dies nach aussen besonders hervortritt, dem Ziele, welches ich befürworte, bereits wesentlich genähert hat. Ich habe für vielfache Zuschriften und Mitteilungen zu danken, die mich hierüber noch genauer belehrten. Um nur zwei Namen zu nennen, die ich in meiner Schrift noch nicht aufführte, so verweise ich hier auf die Programmabhandlungen von Seeger († Direktor des Realgymnasiums in Güstrow), wo in überzeugender Weise dargethan wird, dass man in der Physik ohne eine systematische Auseinanderlegung der Grundbegriffe der Differential- und Integralrechnung nicht auskommt, wenn man sich nicht ungenauester Ausdruckweisen und doch wieder sehr gequälter Überlegungen bedienen will[1]), dann auf verschiedene Publi-

1) Man sehe z. B. die Programmabhandlung des Realgymnasiums zu Güstrow: „Bemerkungen über Abgrenzung und Verwertung des Unterrichts in den Elementen der Infinitesi-

kationen von A. Höfler (damals in Wien, jetzt in Prag), der schon vor Jahren einer Einführung der Differential- und Integralrechnung in beschränkter Form auch in den Unterricht der humanistischen Gymnasien das Wort redete.[1]) Es gilt nicht mehr, neue Gedanken zu finden, sondern die richtigen Gedanken innerhalb der gegebenen Verhältnisse in richtiger Weise zur Geltung zu bringen. Wir wären weiter, wenn das verflossene Jahrhundert der Verbreitung allgemeinerer mathematischer Kenntnisse in weitere Kreise nicht vielfach ungünstig gewesen wäre. So hat der herrschende Neuhumanismus mit seinen vorwiegend literarisch-ästhetischen Interessen mannigfach hemmend gewirkt, — für den Neuhumanismus kommt die Mathematik, wenn überhaupt, so nur nach ihrem formalen Werte, nicht nach ihrem Inhalt in Betracht, im strikten Gegensatz zu der Wertschätzung, deren sich unsere Wissenschaft im Zeitalter des Rationalismus erfreute. Eine besondere Hemmung hat sich aber auch daraus ergeben, dass die mathematischen Forscher, insbesondere an den Hochschulen, in ihrer Mehrzahl ausschliesslich von den Interessen ihrer Spezialität beherrscht waren. Sollte die Hoffnung trügen, dass sich mit dem beginnenden 20. Jahrhundert ein Umschwung zu Gunsten der hier vertretenen Tendenzen vorbereitet?

Es ist ja unmöglich, hier tiefer in Einzelheiten einzugehen. Daher will ich den Unterschied der humanistischen Gymnasien und der höheren Realanstalten hinsichtlich der von ihnen zu erreichenden Ziele des mathematischen Unterrichts nur eben streifen. Das Wesentliche für die von mir vertretene Auffassung ist, dass sich der mathematische Unterricht in das allgemeine Lehrziel der jeweiligen Schule einfügt. Er wird also an den humanistischen Gymnasien mehr nach historischer sowie nach philosophischer Seite ausgreifen, an den Realanstalten mehr nach seiten der Anwendungen und der praktischen Fähigkeiten. Alles übrige lasse ich an dieser Stelle unbestimmt, indem ich wegen der Ausführungen auf meine Schrift verweise (in der u. a. von einem spezifisch mathematisch-naturwissenschaftlichen Ideale der höheren Realanstalten die Rede ist). Hier kann nur das für alle Schulgattungen gemeinsam Geltende klar hingestellt werden. Ich werde in dieser Hinsicht noch sagen, dass der mathematische Unterricht, wie ich ihn hier befürworte (übrigens soweit in genauer Übereinstimmung mit den 1901 erschienenen neuen preussischen Lehrplänen), zur wesentlichen Entlastung der Nachbarfächer beitragen wird. Denn wir werden in der Lage sein, die mathematische Behandlung physikalischer Aufgaben, die in den physikalischen Stunden die freie Entfaltung des physikalischen Gedankens so häufig hemmt, in die mathematischen Stunden hereinzunehmen, ebenso beispielsweise die für die Schule unerlässlichen mathematischen Entwickelungen aus den Gebieten der Geographie und Astronomie. Wir werden in dieser Hinsicht die besten Freunde der Naturwissenschaften sein und verlangen dafür nur eines: dass man uns die bisherige Stundenzahl belässt (4 Stunden auf den Oberklassen der Gymnasien, 5 Stunden desgl. auf den Realanstalten). Es ist an sich ein Unding, die Stundenzahl eines Faches in dem Augenblicke vermindern zu wollen, wo man demselben erweiterte Aufgaben stellt. Wir brauchen unsere jetzige Stundenzahl, weil der mathematische Unterricht nur erfolgreich ist, wenn er mit einer gewissen Breite auf den Schüler wirkt, so dass dieser sich das Gehörte als wirkliches geistiges Eigentum erwirbt, wozu fortwährende Übung an Aufgaben und vielfache Wiederholung unerlässlich ist. Nach dem Urteil aller erfahrenen Lehrer, mit denen ich hierüber sprach, sind hierfür die seither geltenden Stundenzahlen eben ausreichend. Es ist also sehr bedenklich, dass die Reformgymnasien die Zahl der Mathematikstunden auf den oberen Klassen auf 3 herabgesetzt haben; die Stundenvermehrung, welche sie dafür der Mathematik in den mittleren Klassen konzediert haben, scheint um so weniger ein Äquivalent zu bieten, als in den Oberklassen der Reformschulen, wie schon mein geehrter Herr Vorredner betonte, alle Unterrichtsenergie den sprachlichen Fächern zugute kommt. Wir protestieren namentlich aber auch gegen die Verordnung von 1892, die den mathematischen Unterricht auf der Tertia der Gymnasien, trotzdem dort Geometrie und Algebra beide zum ersten Male in wissenschaftlicher Form einsetzen, auf nur 3 Stunden herabdrückt.

Ich habe endlich noch an meine engeren Fachgenossen eine Bitte. Im Bereiche der hohen mathematischen Forschung stehen zur Zeit die Untersuchungen über die Grundlagen unserer Wissenschaft, ihre Voraussetzungen, oder, wie man lieber sagt, ihre Axiome im Vordergrunde des Interesses. Es liegt so nahe, dass ein eifriger Mathematiker es unternimmt, die hierin erreichten Fortschritte in den Schulunterricht hineinzutragen. Geschieht dies in vorsichtiger Form, mehr andeutungsweise, in Prima, vor Schülern, die der Lehrer erfolgreich an abstraktere Gedankengänge gewöhnt hat, so wird dies niemand tadeln. Aber es giebt Verfasser, die ihre für die Schule bestimmten Lehrbücher

malrechnung" (Ostern 1894). — Ein Mittelpunkt für den Betrieb der Infinitesimalrechnung ist seit Anfang der 70er Jahre insbesondere auch das Wiesbadener Realgymnasium gewesen.

1) Vergl. z. B. „Bemerkungen zu den Berliner Verhandlungen über Fragen des höheren Unterrichts." (Österreichische Mittelschule, V. Jahrgang, Wien 1891.)

mit einer ausführlichen und abstrusen Darlegung neuer Axiomsysteme beginnen. Das mag wissenschaftlich sehr interessant sein — bei unseren Lehrern werden Sie damit keinen Erfolg haben. Die deutsche Schule, wie sie sich in den letzten Jahrzehnten entwickelt hat und entwickeln musste, weist solche Versuche unbedingt zurück. Ihr erster Grundsatz ist, überall an die Fassungskraft und das natürliche Interesse ihrer Zöglinge anzuknüpfen. Das Vorbild des Euklid, mit dem man von je das entgegengesetzte Verfahren gestützt hat, ist irreleitend. Man sollte jeder Ausgabe des Euklid vordrucken, dass der grosse Verfasser der „Elemente" ganz gewiss nicht für Knaben geschrieben hat! Im übrigen, wenn Sie hierüber und über sonstige Fragen des mathematischen Unterrichts Ausführlicheres von berufener Seite suchen, so verweise ich Sie auf die Vorträge, welche hervorragendste französische Mathematiker hierüber im letzten Sommer gehalten haben.[1]) Lesen Sie insbesondere, was dort H. Poincaré über die spezielle hier vorliegende Frage sagt![2])

Gestatten Sie mir nunmehr, hochgeehrte Anwesende, entsprechende Ausführungen über den physikalischen Unterricht. Dass der physikalische Unterricht an den Schulen einen ganz anderen Zweck hat, als der mathematische, dass er naturwissenschaftliche Beobachtung und naturwissenschaftliches Denken zu üben hat und dass hierbei die Mathematik nur die Bedeutung eines allerdings unerlässlichen Werkzeugs hat, darüber sind nachgerade wohl alle beteiligten Kreise einig. Von hier aus ergibt sich ein allgemeiner erfreulicher Aufschwung des physikalischen Betriebs, der aber auf allerlei Schwierigkeiten stösst, die ich hier bezeichnen muss.

Da ist zunächst die Beschaffung ausreichender Sammlungen und Arbeitsräume, die nicht ohne grössere finanzielle Mittel durchgeführt werden kann (soviel im einzelnen durch gemeinsame Beschaffung zweckmässiger Apparate etc. gespart werden mag). So viel zu sehen, ist die Lage der einzelnen Anstalten in dieser Hinsicht sehr ungleich. An einzelnen, insbesondere städtischen Schulen ist ganz Hervorragendes geleistet, während die Dinge anderwärts noch sehr im Rückstande sind.

Da ist ferner die steigende Unmöglichkeit, mit der gegebenen Stundenzahl (2 an den Oberklassen der Gymnasien, 3 an den Realanstalten auszukommen.

Dieselbe resultiert zunächst aus dem immer rascher werdenden Fortschreiten der Wissenschaft selbst. Jedes Jahr bringt neue Entdeckungen nach praktischer wie nach theoretischer Seite, welche zu ignorieren unmöglich ist. Ich nenne nur elektrische Kraftübertragung, Röntgenstrahlen, Radioaktivität. Wollten Sie von diesen Dingen in der Schule schweigen, die Schüler selbst würden mit unbequemen Fragen an Sie herantreten. Und gleichzeitig wächst die Physik immer mehr mit den Nachbarwissenschaften zusammen. In erster Linie mit der Chemie; man wird im physikalischen Unterricht eine gewisse Berücksichtigung der physikalisch-chemischen Fragen nicht mehr abweisen können. Aber auch psychologische und erkenntnistheoretische Dinge müssen erörtert werden. beispielsweise, wenn von der Farbenwahrnehmung oder überhaupt der Gesichtswahrnehmung im Gegensatz zu der rein physikalischen Theorie des Lichtes gehandelt wird. —.

Die in Rede stehende Unmöglichkeit resultiert aber nicht minder aus den Fortschritten der Methodik. Man geht immer mehr darauf aus, die Selbsttätigkeit des Schülers in den Vordergrund zu rücken, in geeigneter Verbindung mit dem sonstigen physikalischen Unterricht physikalische Schülerübungen einzurichten. Wie immer man dieselben organisieren mag, sie verlangen einen beträchtlichen Mehraufwand von Zeit; schreiten doch die Übungen naturgemäss viel langsamer fort als ein systematischer Lehrvortrag.[1])

Nun hat man ja allerlei Erleichterungen vorgeschlagen, deren jede an ihrem Teile nützlich ist. Einmal Entlastung der physikalischen Lehrstunden durch einen zweckmässig geleiteten mathematischen Unterricht, worauf schon oben hingewiesen wurde. Dann Beiseitelassung aller minder wichtiger Kapitel der Physik, insbesondere solcher Einzelausführungen, die sich überlebt haben (wie zahlreiche Experimente der Elektrostatik). Ferner Anreihung des Stoffes an eine auf vorangehende Kenntnis der Mechanik gestützte Energetik.[2]) Endlich neuerdings Einrichtung propädeutischer physikalischer Kurse

1 Conférences du musée pédagogique, Paris 1904: L'enseignement des sciences mathématiques et des sciences physiques par MM. H. Poincaré, G. Lippmann, L. Poincaré, P. Langevin, E. Borel, F. Marotte avec une introduction de M. L. Liard.

2) Vergl. auch verschiedene Stellen in H. Poincaré, La science et l'hypothèse (deutsch von F. und L. Lindemann unter dem Titel: Wissenschaft und Hypothese, Leipzig, Teubner, 1904). — Ich verweise gern auch noch allgemein auf den Artikel von F. Marotte: „les récentes réformes de l'enseignement des mathématiques dans l'enseignement secondaire français" im neuesten Hefte der Jahresberichte der Deutschen Mathematikervereinigung (Sept. 1904), sowie eine Reihe anderer französischer Publikationen, die bereits in meiner Schrift: „Über eine zeitgemässe Umgestaltung etc." citiert sind.

1) Vergl. wegen aller dieser Dinge einen Aufsatz von H. Hahn im Sonderheft 3 der Zeitschrift für physikalischen und chemischen Unterricht, Herbst 1904.

2) So O. Behrendsen in dem neuen Göttinger Sammelbande.

in den mittleren Klassen, wie sie übrigens in Österreich längst bestehen.[1])

Inzwischen scheint es, dass alle diese Erleichterungen nicht ausreichen. Jedenfalls rufen die Physiklehrer lebhaft nach mehr Stunden, wie dies andererseits mit dringenden Gründen die Vertreter der übrigen naturwissenschaftlichen Fächer tun. Die Änderungen im mathematischen Unterricht, die ich oben befürwortete, betreffen nur den inneren Betrieb der Mathematik selbst; sie können dementsprechend, sobald man will, ohne weiteres durchgeführt werden. Physik und die anderen Naturwissenschaften aber gehen mit ihren Wünschen wesentlich weiter, sie treten entweder miteinander oder mit anderen Unterrichtsfächern in Kollision. Es wird die schwierige Aufgabe Ihrer Kommission sein, hier einen gangbaren Ausweg zu finden. Schon hier aber bitten wir die Schulbehörden, diesen Fragen alle Aufmerksamkeit zuzuwenden. Was den Unterricht in Physik und Chemie angeht, so scheint kein Zweifel zu sein, dass das Ausland die deutschen Schulen vielfach überflügelt hat.[2]) Und zwar wird die grosse Sorgfalt, die beispielsweise in England und Amerika dem physikalischen und chemischen (wie auch dem mathematischen) Unterrichte neuerdings zugewandt wird, ausdrücklich damit begründet, dass man hofft, solcherweise die Bevölkerung für den Konkurrenzkampf der Nationen auf dem Gebiete der Industrie und der militärischen Geltung tüchtiger zu machen! Fürwahr ein wichtiger Grund, vielleicht mehr geeignet, unseren Wünschen bei den massgebenden Instanzen Gehör zu verschaffen, als alle die idealen Überlegungen, mit denen wir sonst operieren.

Im übrigen aber sei hier generell auf Poskes Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht aufmerksam gemacht, in der alle hier interessierenden Fragen nun schon lange Jahre hindurch eine ebenso vielseitige als von grossen Gesichtspunkten geleitete Vertretung gefunden haben. Vielleicht wäre es gut, wenn die Fachgenossen an der Universität und der technischen Hochschule den dort hervortretenden Bestrebungen unserer Oberlehrerkreise eine erhöhte Aufmerksamkeit zuwenden wollten. Ich habe den Eindruck, dass in dem Masse, wie diese Bestrebungen an der Schule Boden gewinnen, die für unsere jungen Studenten bestimmte einleitende Vorlesung über Experimentalphysik höher einsetzen könnte, zumal wenn gleichzeitig der mathematische Unterricht an den Schulen eine für das physikalische Studium geeignetere mathematische Vorbildung zur Verfügung stellen wird.

Die Heranbildung tüchtiger Lehrer — das ist schliesslich der Punkt, der bei allen Reformbewegungen, die wir für die höheren Schulen hegen mögen, als der wichtigste allen anderen voransteht. Ich möchte hierüber umso lieber einige Worte sagen, als hier die Stelle ist, wo die Universität zu unmittelbarer Mitwirkung berufen ist und ich dementsprechend aus eigner Erfahrung reden kann. Es gilt eine doppelte Gefahr zu vermeiden. Einmal, dass wir zu hoch greifen und die Ausbildung des späteren Oberlehrers mit derjenigen des Akademikers verwechseln, für den wissenschaftliche Konzentration auf ein einzelnes Problem bis hin zur Erprobung der eigenen produktiven Kraft als Hauptaufgabe erscheint. Dann wieder, nach der anderen Seite, dass wir nach dem Muster der Lehrerseminare ausschliesslich eine gleichförmige Ausbildung der Lehramtskandidaten von breitem enzyklopädischen Charakter anstreben. Der richtige Weg, wie ich ihn verstehe, führt in der Mitte zwischen diesen Extremen hindurch. Beim Studium der Lehramtskandidaten — so etwa möchte ich es formulieren — ist so viel Übersicht und Einsicht betreffs aller mit dem Schulunterricht in Verbindung stehender Teile der einzelnen Wissenschaft anzustreben, dass eine brauchbare Grundlage für eine spätere selbständige Berufstätigkeit gewonnen wird. Hierin liegt, dass wir den Umfang des Studiums weder zu eng noch zu weit wählen dürfen.

Jedenfalls kommen wir zu der Schlussfolgerung, dass wir die mathematisch-physikalischen Studien von den biologischen im allgemeinen abtrennen müssen. Denn jedes dieser beiden Gebiete ist jetzt so breit entwickelt und verlangt, wenn es gründlich und umfassend getrieben werden soll, auf der Universität so viel Zeit (nicht nur durch Vorlesungen, sondern namentlich auch durch Übungen, Praktika und eigene Arbeiten), dass es für einen Mann von mittlerer Begabung ganz unmöglich scheint, nach beiden Seiten Genügendes zu leisten. Wir meinen auch, dass beispielsweise ein Kandidat, der mit der Lehrbefähigung in reiner Mathematik und Physik diejenige in angewandter Mathematik verbindet und damit eine gewisse geschlossene Bildung erworben hat, für die Schule wertvoller sein müsste, als ein anderer, der sich kümmerliche Nebenkenntnisse in den

1) Der österreichische Lehrplan ist überhaupt durch die Abstufung, welche er für alle Fächer des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichts durchzuführen weiss, wie auch durch die eingehenden sichtlich von fachkundigster Hand herrührenden methodischen Bemerkungen sehr beachtenswert.

2) Ich citiere hier nur den demnächst in der Zeitschrift für physikalischen und chemischen Unterricht erscheinenden Aufsatz von K. Fischer: „Der naturwissenschaftliche Unterricht — insbesondere in Physik und Chemie — bei uns und im Auslande". Derselbe enthält zahlreiche interessante Einzelangaben.

beschreibenden Naturwissenschaften erwarb, dafür aber seine Hauptfächer nur einseitig betrieb. Die Schulverwaltungen neigen ja zunächst zu einer entgegengesetzten Auffassung: sie wünschen sich Kandidaten, welche auf Grund ihrer Zeugnisse von vornherein möglichst vielseitig zu verwenden sind. Ich verstehe die Notwendigkeit, jüngere Lehrkräfte unter Umständen vielseitig zu beschäftigen, aber es ist die Frage, ob hierzu derjenige, der ein gründliches Studium auf engerem Gebiete bewältigt hat, vermöge seiner grösseren geistigen Selbständigkeit nicht schliesslich geeigneter ist, als ein anderer, der von der Universität nur oberflächliche Kenntnisse mitbrachte. Ich kann an die Schulverwaltungen nur die Bitte richten, von den tatsächlichen Verhältnissen an der Universität immer wieder nähere Kenntnis zu nehmen und die dadurch gegebenen Notwendigkeiten bei der Beurteilung des Kandidaten nach Möglichkeit in Betracht zu ziehen. Mögen Sie dafür die Versicherung entgegennehmen, dass wir wirklich nicht beabsichtigen, aus jedem Lehramtskandidaten einen gelehrten Forscher zu machen, sondern dass uns die Brauchbarkeit des Mannes für die Schule am Herzen liegt!

Nach anderer Seite ist freilich meine Meinung, dass wir den Unterricht der Lehramtskandidaten an der Universität unter den Gesichtspunkten, die ich gerade hervorhob, noch vielfach werden bessern können. Was Mathematik angeht, so mehren sich neuerdings die hierher gehörigen Aufsätze und Vorträge in erfreulicher Weise.[1]) Physik betreffend kann ich auf den bereits oben genannten Artikel von E. Bose im neuen Göttinger Sammelbande verweisen.[2]) Ich habe vor einigen Tagen die entsprechenden ausgezeichneten Einrichtungen gesehen, welche in Berlin, in der alten Urania, unter Leitung von Herrn Geh.-Rat Vogel getroffen sind. Jüngere Lehrer finden dort systematische Anleitung zur Anfertigung und Handhabung physikalischer und chemischer Demonstrationsapparate oder auch zur Anlegung biologischer Sammlungen und Herstellung einfacher biologischer Präparate. Vielleicht kann man sagen, dass diese besonderen Einrichtungen überflüssig wären, wenn der Universitätsunterricht der Lehramtskandidaten überall zweckmässig entwickelt wäre. Was insbesondere die Lehramtskandidaten der Mathematik und Physik angeht, so möchte ich noch ein Wort über deren Ausbildung an den technischen Hochschulen sagen.

1) Vergl. z. B. den Aufsatz von P. Stäckel im Maihefte der Jahresberichte der Deutschen Mathematikervereinigung, 1904 („Angewandte Mathematik und Physik an den deutschen Universitäten"); dann Vorträge von A. Gutzmer und P. Stäckel auf dem letzthin (Aug. 1904) in Heidelberg abgehaltenen Internationalen Mathematikerkongresse (dessen „Verhandlungen" bald ausgegeben werden sollen) etc. etc.

2) Über Kurse in physikalischer Handfertigkeit.

So wie die Verhältnisse sich jetzt entwickelt haben, kann ich nur befürworten, an allen technischen Hochschulen dahingehende Einrichtungen zu treffen. Denn die moderne Technik ist ein so wesentlicher Bestandteil unserer heutigen Kultur, dass wir ihr einen unmittelbaren Einfluss auf das heranwachsende Geschlecht der späteren Lehrer gestatten müssen. Aber freilich müssten an der technischen Hochschule für die Lehramtskandidaten eigene Einrichtungen getroffen werden; es genügt nicht, dieselben auf die für die Ingenieure ohnehin gehaltenen Vorlesungen und Übungen zu verweisen. —

Wichtig insbesondere ist aber, dass die wissenschaftliche Ausbildung und Arbeit der Oberlehrer mit der Studentenzeit nicht abgeschlossen sei. Nicht die selbständige wissenschaftliche Forschung (die immer nur das Vorrecht weniger sein wird), wohl aber die wissenschaftliche Verarbeitung der von anderer Seite neu gewonnenen Fortschritte (Verarbeitung für die Zwecke der Schule) sollte ein allgemeines Attribut der Oberlehrertätigkeit sein. Wir begrüssen die Ferienkurse (die immer weitere Verbreitung finden) als ein vorzügliches Mittel, in dieser Hinsicht immer neue Anregungen zu verbreiten. Aber sie sind für sich nicht genügend, sie sind nur wie eine Art Abschlagszahlung. Was wir wünschen, sind regelmässige Urlaubssemester, welche dem Lehrer Gelegenheit geben sollen, nach Jahren absorbierender Amtstätigkeit immer wieder freie wissenschaftliche Umschau zu halten und durch persönliche Bezugnahme und Einsicht auf Reisen hier und dort von allen Fortschritten, die auf seinem Gebiet Bedeutung haben mögen, wie insbesondere von dem Eingreifen dieses Gebietes in das allgemeine Getriebe der menschlichen Kultur Kenntnis zu nehmen.

Ich wende mich zum Schluss noch einmal an die Schulbehörden und diejenigen, die hinter ihnen stehen, die Finanzverwaltungen. Alle Fortschritte, die wir im Unterrichtswesen wünschen mögen, insbesondere diejenigen, welche den naturwissenschaftlichen Unterricht betreffen, kosten Geld. Wir verstehen, dass unseren Vorschlägen daher nur nach ernster Prüfung entsprochen werden kann, aber wir bitten, in der Tat in eine solche Prüfung einzutreten. Und noch ein zweites Spezielles mag hier als Wunsch vorgetragen werden. Soviel ich weiss, wird es in den einschlägigen Verwaltungskreisen selbst vielfach beklagt, dass namentlich in den mittleren Instanzen so wenige Sachverständige vorhanden sind, die auf Grund ihrer früheren Studien das Gebiet des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichts von innen heraus beherrschen. Hier bitten wir, je eher je besser, ändernd einzugreifen. Denn wir leiden unter

der Empfindung, dass Wünsche von unserer Seite seit Jahren vielfach nur deshalb haben zurückstehen müssen, weil ihnen an der zunächst in Betracht kommenden Stelle nicht die richtige sachgemässe Würdigung zuteil ward.

Im übrigen aber richte ich einen Appell an das grosse Publikum der Gebildeten. Es genügt nicht, dass wir die Leistungsfähigkeit des Oberlehrers steigern, sondern wir müssen demselben auch die Berufsfreudigkeit wiedergewinnen, von der man sagt, dass dieselbe hin und wieder verloren gegangen sein soll. Hierzu aber können Sie alle beitragen, indem Sie die eigenartigen Schwierigkeiten studieren, die der Unterricht an den höheren Schulen, der wissenschaftlich und pädagogisch zugleich sein soll, mit sich bringt, und daraufhin den Männern, welche der Überwindung dieser Schwierigkeiten ihre Lebensarbeit zuwenden, verständnisvolle Sympathie und Hochachtung entgegenbringen!

Fr. Merkel (Göttingen), Wünsche betreffend den biologischen Unterricht.

Das in folgendem zu gebende Referat soll die Wünsche zum Ausdruck bringen, welche wir Biologen bezüglich des Unterrichtes in der Biologie in den höheren Lehranstalten hegen. Ich möchte dabei sogleich vorausschicken, dass meine Ausführungen alle schultechnischen Erörterungen beiseite lassen werden, da es sich nur um die materielle Seite der Frage handelt; doch darf ich vielleicht der Überzeugung Ausdruck geben, dass es voraussichtlich für alle Anstalten möglich sein wird, unseren Wünschen ohne Vermehrung der Stundenzahl, nur durch Einschränkung rein philologisch-linguistischer Gegenstände Genüge zu leisten.

Ich beschränke diese Wünsche auf das Allerallgemeinste und verweise im übrigen auf die von Prof. Verworn redigierte Schrift: Beiträge zur Frage des naturwissenschaftlichen Unterrichtes an den höheren Schulen. Jena 1904.

Es bleiben nur ihrer zwei übrig:

Erstens müssen wir wünschen, dass alle Schüler, welche sich eine allgemeine Bildung aneignen wollen, beobachten lernen, in erster Linie diejenigen, welche sich in der Folge dem Studium der belebten Natur zu widmen gedenken, ausserdem aber auch die übrigen, welche sich einem anderen Berufe zuwenden.

Zweitens müssen wir wünschen, dass alle Schüler höherer Bildungsanstalten einen Begriff von den wichtigsten Funktionen des menschlichen Körpers auf ihren ferneren Lebensweg mitnehmen.

Wer, wie ich, die jungen Leute direkt von der Schule weg erhält, um ihnen das Fundament der Medizin, die Anatomie zu lehren, der weiss, dass denen, welche nicht ein ganz ausgesprochenes Talent dazu mitbringen, die Fähigkeit, zu beobachten, völlig abgeht. Ahlborn sagte in Hamburg sehr richtig, dass die gedruckten und geschriebenen Wortbilder und nicht die Vorstellungen von den Dingen den Hauptinhalt des Unterrichtes ausmachen und es ist in der That der rein philologischen Methode des in der Schule betriebenen Bücherstudiums zuzuschreiben, dass den jungen Leuten die Betrachtung der Natur nichts zu sagen weiss. Ich gehe sogar noch weiter und behaupte, dass allen Kindern eine vortreffliche Beobachtungsgabe eigen ist, welche man nur zu pflegen brauchte, welche jedoch durch die bestehende Unterrichtsmethode geradezu zur Verkümmerung gebracht wird. Welch feine und treffende Bemerkungen hört man oft kleine Kinder über das äussern, was ihre Aufmerksamkeit erregt und wie sehr wird das alles später überwuchert durch die Sorge um die unregelmässigen Verba, die Bildung des Aoristes und ähnliches.

Meine erste Aufgabe ist es alljährlich, die Studierenden daran zu gewöhnen, das beschreiben zu lernen, was sie sehen und es muss kostbare Zeit dazu verwendet werden, elementare Dinge zu lehren, welche gekannt sein sollen, wenn das Universitätsstudium beginnt. Wenn ich mir z. B. ein mikroskopisches Präparat beschreiben lassen will, so kann ich im Anfang sicher sein, dass der weniger Fleissige peinlich schweigt, dass mir der Strebsame aber nicht das Präparat mit all seinen Zufälligkeiten erklärt, sondern ein Kapitel des Lehrbuches rezitiert. Wie tief die falsche Hochachtung vor dem Bücherstudium sitzt, bewies mir eine Examenserfahrung. Ein Kandidat zog in der Staatsprüfung, also nach Beendigung des ganzen medizinischen Studiums, die Frage „Gehirn". Er erhob sich und bat mich, das Examen abzubrechen, da er nicht mehr die Zeit gefunden habe, sich auf diese Frage vorzubereiten. Mein Hinweis auf die unangenehmen Folgen seines Vorgehens vermochte den jungen Mann, die Beantwortung zu versuchen und er bestand mit der Note „gut". Er hatte geglaubt, ein Studium am Präparat, welches er fleissig und mit Verständnis durchgeführt hatte, genüge nicht, wenn nicht das Studium des Lehrbuches die höhere Weihe gegeben habe. Diesem eklatantesten Fall könnte ich eine grosse Zahl ähnlicher Erfahrungen anreihen.

Wir müssen also darauf dringen, dass den Schülern die lebendige Natur als das Buch klar gemacht wird, in welchem sie zu lesen haben, und dass die litterarischen Hilfsmittel nur solche zweiten Ranges sind. Dieses Ziel ist aber nur

dann zu erreichen, wenn sich die Schüler während ihrer ganzen Schulzeit mit biologischen Dingen beschäftigen. Leider ist nun aber die Biologie aus den oberen Klassen, wo die allmählich auftretende Fähigkeit eigenen Urteils die Bemühungen des Lehrers so wirksam unterstützen würde, gänzlich verbannt, so dass den Schülern das, was sie etwa in den unteren Klassen gelernt haben, wieder verloren geht und ich stehe nicht an, zu sagen, dass die Zeit, welche Lehrer und Schüler auf Biologie verwandt haben, zum grossen Teil verloren ist, da bei den jüngeren Schülern die Auffassungskraft noch nicht soweit ausgebildet ist, dass die gelernten Thatsachen auch ohne ständige Übung fest genug sitzen, um einen unveräusserlichen Schatz fürs Leben zu bilden. Das meiste wird vergessen, was mit Sicherheit aus der Art zu schliessen ist, wie die jungen Studenten sämtlich den biologischen Aufgaben gegenüber treten, gleichgültig, ob sie aus einer Realanstalt oder aus einem sogen. humanistischen Gymnasium kommen. Die Physik dagegen, welche bis zum Abgang von der Schule getrieben wird, sitzt so fest und ist meist so gut verstanden, dass man auf den Kenntnissen in diesem Fach ohne weiteres fortbauen kann. Die Hamburger Thesen geben auch dem Wunsche, dass der biologische Unterricht durch alle Klassen geführt werde, entschiedenen Ausdruck.

Ich bin in der Lage, Vorschläge, in welcher Art das von uns angestrebte Ziel erreicht werden soll, für die Realanstalten nicht zu benötigen, da wir gar nichts anderes wünschen, als eine Wiederherstellung der Verhältnisse, welche vor 1879 in vielen Teilen Deutschlands bestanden haben und eine Ausdehnung derselben auf die sogen. humanistischen Gymnasien. Soweit ich sehe, hat sich nur in Bremen eine neunklassige Anstalt in der alten Weise erhalten. Wer sich für die Sache interessiert, wird mit Nutzen den Aufsatz von Prof. Fricke (Unterrichtsblätter für Math. und Naturw. 9, 1903, No. 5 und 6) über diese Schule lesen.

Wenn ich mir zwei spezielle Bemerkungen erlauben darf, dann möchte ich erstens für den biologischen Unterricht im allgemeinen empfehlen, die Systematik thunlichst zurücktreten zu lassen, obgleich sie durchaus nicht vollständig vermieden werden soll und kann. Einerseits ist auf das dringendste davor zu warnen, den Schülern die Freude an der Natur durch geisttötende Rubrizierung zu verderben, andererseits dürfte es notwendig sein, sie mit den grossen Abteilungen des Tier- und Pflanzenreiches bekannt zu machen; wie überall, so ist auch hier die goldene Mittelstrasse die richtige. Zweitens möchte ich davor warnen, den Unterricht in das Prokrustesbett des Reglements einzuzwängen. Die Natur ist unendlich gross und die Vorbildung und spezielle Neigung des einzelnen Lehrers sehr verschieden. Weiss er nur den Schülern von der Begeisterung mitzuteilen, welche ihn selbst erfüllt, dann ist es vollständig gleichgültig, ob sie etwas mehr zoologische, oder etwas mehr botanische Kenntnisse mit hinaus nehmen. Die Liebe zu Natur und die Fähigkeit ihrer Beobachtung kann man sich auf beiden Gebieten aneignen. Ist der Ort, an dem sich die Schule befindet, dafür günstig und ist der Lehrer dazu vorbereitet, dann wird er mit grossem Nutzen auch Geologie und Paläontologie stärker heranziehen können.

Ausdrücklich möchte ich endlich nochmals wiederholen, dass sich unser Wunsch nicht etwa bloss auf die Realanstalten bezieht, sondern ganz besonders auch für die humanistischen Gymnasien gilt. Denn aus ihnen werden für absehbare Zeit noch sehr viele junge Leute hervorgehen, welche sich den biologischen Fächern zuwenden. Aber auch für spätere Theologen und Juristen ist eine gewisse Kenntnis biologischer Dinge von grösstem Wert. Ganz abgesehen von dem unmittelbaren Nutzen, welche ihnen in ihrem Berufe die Schulung in der Beobachtung bringen muss, ist unser modernes Leben so allseitig durchsetzt von naturwissenschaftlichen Anschauungen und zieht in so unzähligen Dingen Nutzen aus der Kenntnis der Lebensvorgänge von Pflanze und Tier, dass wir sagen dürfen: Jeder Mensch, welcher auf eine allgemeine Bildung Anspruch machen will, muss wenigstens von den Grundbegriffen der Biologie eine Vorstellung besitzen.

L. Hermann (Hochschulnachrichten 1899) macht sehr mit Recht darauf aufmerksam, dass die Mediziner bei ihrem Studium sich noch erwerben, was ihnen im Gymnasium vorenthalten wird, während dies Juristen und Philologen niemals können. Man merkt es in der That sehr häufig, dass der naturwissenschaftlich Gebildete einen weiteren Horizont besitzt, als der Buchgelehrte, welcher sehr leicht einseitig bleibt und der in Gefahr ist, dem wirklichen Leben dauernd fern zu stehen.

Der zweite anfangs ausgesprochene Wunsch, dass alle Schüler höherer Bildungsanstalten einen Begriff von den wichtigsten Funktionen des menschlichen Körpers auf ihren ferneren Lebensweg mitnehmen möchten, gilt natürlich ebenfalls für alle in Rede stehenden Schulen. Alle Schüler haben das gleiche Recht darauf, zu erfahren, was in ihrem eigenen Körper vor sich geht, um dadurch in die Lage versetzt zu werden, ihn sachdienlich zu behandeln und in Krankheitsfällen ärztlichem Rat das nötige Verständnis entgegen zu bringen. Reinke sagte in Hamburg sehr richtig, dass mancher Missbrauch der Jugendkraft auf totaler Unwissenheit in biologischen Dingen zurückzuführen ist. Es

scheint mir in der That, dass jeder junge Mann, welcher sich durch einen Sport oder in anderer Art das Herz geschädigt hat, oder welcher der Neurasthenie zum Opfer fällt, zur Zeit der Schule den Vorwurf machen kann, dass sie nicht die Grundlage gegeben hat, welche ihn in den Stand gesetzt haben würde, sich zu schützen. Wie will der junge Mann, welcher ins Leben hinaustritt, wissen, wie weit er im Radeln, Rudern, Turnen gehen darf, wenn er nicht einmal die elementarsten Begriffe von Bau und Verrichtungen der Organe des Körpers hat? Wie will er sich gegen die Gefahren des Alkohols wappnen, wenn er nicht weiss, wie wichtig die Organe sind, welche dieser Feind des Menschengeschlechts schwächt, selbst ververnichtet? Ich glaube nicht zu weit zu gehen, wenn ich sage, dass ein sachgemässer Unterricht über den eigenen Körper den künftigen Offizier befähigen muss, seine Mannschaften, den künftigen Industriellen, seine Arbeiter rationeller zu behandeln wie bisher, was der Wehr- und Volkskraft in hohem Grade zugute kommen wird. Man sucht mit Recht jetzt überall Wohlfahrtseinrichtungen durchzuführen, wieviel leichter würde dies sein, wenn die massgebenden Persönlichkeiten bereits mit einem gewissen Fonds von biologischen Kenntnissen an ihre Aufgabe herantreten würden, welcher sie in den Stand setzte, den Ausführungen der Sachverständigen mit mehr Verständnis zu folgen, als das heute sein kann. Nicht zuletzt wäre auch zu erwarten, dass dem traurigen Kurpfuschertum, das schon soviel Unheil angerichtet hat, ein wirksamer Riegel vorgeschoben würde, wenn jeder Gebildete von vornherein darüber klar wäre, dass es unmöglich ist, aus einem Büschel von Haaren oder einer kleinen Probe Urin alle möglichen Krankheiten zu erkennen, und dass man nicht mit verbrannten Elstern und ähnlichem die Krankheiten zu heilen vermag, sondern dass es Pflicht jedes Vernünftigen ist, bei Gesundheitsstörungen sogleich einen fachmännisch gebildeten Arzt heranzuziehen. Wären biologische Kenntnisse allgemein, dann würde gewiss die segensreiche Einrichtung des Hausarztes wieder aufleben, da dann die Leute wüssten, dass es wichtig ist, eine Konstitution dauernd zu beobachten, wenn man ihre Störungen in Krankheitsfällen richtig beurteilen will.

Je nach der Art der einzelnen Anstalt kann bei der Betrachtung des menschlichen Körpers mehr oder weniger in die Tiefe gedrungen werden und die Realanstalten werden es leichter haben, wie die humanistischen. Bleibt die Zeit, dann wird man gewiss ausser der Organisation des menschlichen Körpers auch anthropologische und prähistorische Dinge herbeiziehen und diesen immer aktueller werdenden Wissenszweigen die gebührende Beachtung schenken.

Das Mindestmass dessen, was man verlangen muss, ist, dass der Schüler, welcher die Schule verlässt, weiss, welche Rolle die Zelle im Körperhaushalt spielt, was die grossen Systeme und Organe zu leisten haben. Wo nur wenig Zeit zur Verfügung steht, müsste auf die Anatomie nur so weit eingegangen werden, wie es unbedingt nötig ist, um die Thätigkeit der Körperteile zu erklären, denn diese muss natürlich den Schwerpunkt bilden. Freilich wird man z. B. den grossen und kleinen Kreislauf nicht klar machen können, ohne Vorhöfe und Kammern des Herzens zu zeigen und zu erklären. Schwierigkeiten der Darstellung bestehen wohl nicht, da manche Organe von Tieren zur Demonstration benützt werden können, und da es jetzt so ausgezeichnete Abbildungen und Modelle des menschlichen Körpers giebt, dass man durch sie den Schülern eine völlig ausreichende Vorstellung vermitteln kann, wenn erst eine allgemeine biologische Schulung in den unteren Klassen vorausgegangen ist.

Über dasjenige, was über die Organisation des Körpers im allgemeinen vorzutragen ist, wird wohl unter den Sachverständigen Einigkeit vorhanden sein, nur bezüglich der Genitalorgane begegnet man Meinungsverschiedenheiten. Meine eigene Meinung hierüber ist es, dass man den Schülern der obersten Klasse einen kurzen Abriss ihrer Organisation und einen solchen ihrer Entwickelung vermitteln sollte. Es ist dies um so leichter thunlich, als in dem vorhergehenden biologischen Unterricht die Generation von Pflanze und Tier gar nicht umgangen werden kann. Ich sollte meinen, dass junge Leute in den letzten Monaten ihrer Schulzeit reif genug sein müssten, um ernst und taktvoll vorgetragene Dinge auch mit dem nötigen Ernst entgegen zu nehmen. Ich stimme Chuns Hamburger Ausführungen ganz zu, wenn er sagt, dass nur die krasse Unwissenheit, welche gerade auf diesen Gebieten bei den Gebildeten sich kundgiebt, es zuwege bringt, dass man verschämt oder gar entrüstet erklärt, es handle sich um Dinge, die nicht in die Schule — auch in Prima nicht — gehören.

Es entsteht zum Schluss noch die Frage, wem man den Unterricht in der Lehre vom Menschen in die Hand geben soll. Dies muss unter allen Umständen ein Mann sein, der sich wirklich mit menschlicher Anatomie und Physiologie beschäftigt hat, ein reiner Zoologe oder Botaniker wird dazu nicht imstande sein. Werden erst Lehrer angestellt, deren Aufgabe ausschliesslich oder doch vorwiegend der Unterricht in der Biologie ist, dann wird es nicht schwer sein, sie bei ihrem Universitätsstudium auch mit der Lehre vom Menschen gründlich bekannt zu machen. Solange dies aber nicht

der Fall ist, kann nur ein Arzt den Unterricht übernehmen. Die Einrichtung der Schulärzte wird sich ja, wie zu hoffen steht, immer mehr ausbreiten, und diese wären dazu die richtigen Männer. Sie verfügen über das nötige physiologische Wissen und können auch, wie es geboten erscheint, Beispiele aus der Praxis herbeiziehen; sie sind auch den Schülern als die medizinischen Berater der Anstalt bekannt und besitzen dadurch von vornherein die Autorität, welche nötig ist, um das, was sie vortragen, den Schülern so wichtig erscheinen zu lassen, wie es in Wirklichkeit ist.

G. Leubuscher (Meiningen), Schulhygienische Erwägungen.

Die gesundheitlichen Zustände auf unseren höheren Schulen haben nur insofern in den letzten Dezennien eine Besserung erfahren, als die Baulichkeiten und die inneren Einrichtungen bessere geworden sind; die Hygiene des Unterrichtes und die Schülerhygiene haben aus den Fortschritten der Schulgesundheitspflege keinen Nutzen gezogen. Die Untersuchungen über den Gesundheitszustand an den höheren Schulen in Sachsen-Meiningen, wo seit 3 Jahren sämtliche Schulen eine schulärztliche Überwachung geniessen, haben ergeben, dass besonders drei Gruppen von Störungen sich bei den Schülern dieser Anstalten finden; in erster Linie Kurzsichtigkeit, zweitens Störungen des Zirkulationsapparates, meist funktioneller Natur, drittens allgemeine nervöse Störungen. Wenn auch ein Teil dieser krankhaften Befunde auf ausserhalb der Schule liegende Ursachen zurückzuführen ist, so lässt sich das ursächliche Moment der Überbürdung durch die Schule für viele Fälle nachweisen. Wenn auch eine gründliche Abhilfe nur durch Änderung des ganzen Lehrplanes möglich wäre, so würde auch eine Änderung des Lehrmodus auf Grundlage der Anschauungen der Schulhygiene schon viel nützen können. Gefordert werden muss zweckmässige Folge der einzelnen Unterrichtsfächer, Verkürzung der Unterrichtsstunden und Verlängerung der Pausen, Abschaffung des Nachmittagsunterrichtes, grössere Berücksichtigung der körperlichen Entwicklung der Schüler. Diese Forderungen bedingen die Anstellung von Schulärzten.

Eine Reform des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichtes ist auch vom Standpunkt der Gesundheitspflege wünschenswert, darf aber keinesfalls eine Erhöhung des Gesamtlehrstoffes oder eine Vermehrung der Stundenzahl zur Folge haben. Sie wird infolgedessen nur möglich sein, wenn der Sprachunterricht eine Einschränkung erfährt.

Der Unterricht in der Biologie kann besonders dadurch gesundheitlich Nutzen bringen, dass er mit regelmässigen Ausflügen unter Leitung des Lehrers verbunden wird. Weiter müsste im Anschluss an den naturwissenschaftlichen Unterricht direkt Gesundheitspflege in ihren Grundzügen gelehrt werden; die wichtigsten Kapitel könnten im Anschluss an Chemie, Physik und Biologie vorgetragen werden.

Dieser Unterricht in Gesundheitspflege wäre durch die Lehrer der Naturwissenschaften zu erteilen, welche demgemäss bereits auf der Universität das Studium der Hygiene zu betreiben hätten. Es wäre aber auch dringend wünschenswert, dass überhaupt jeder, der sich zum Lehrerberuf vorbereitet, eine gewisse Ausbildung in dieser Disziplin mit in seinen Beruf hineinbringt.

Endlich ist es wünschenswert, dass den von der Schule abgehenden jungen Leuten eine Aufklärung über die Thätigkeit des Sexualapparates und die Gefahren des sexuellen Verkehrs gegeben wird, um der enormen Verbreitung der Geschlechtskrankheiten entgegen zu wirken.

Diese Aufklärung hätte durch den Schularzt zu erfolgen.

Diskussion.

Pietzker (Nordhausen): Es ist wiederholt auf den Verein Bezug genommen worden, der sich vor 14 Jahren gebildet hat zur Förderung des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichts, und ich als Vertreter dieses Vereins bin speziell veranlasst worden, auch zu den Fragen, die hier erörtert sind, das Wort zu ergreifen. Es ist ja für uns sehr vielfache Veranlassung, uns dazu zu äussern. Ich werde es zunächst nach folgender Seite thun: Wir haben uns auf unserer diesjährigen Hauptversammlung in Halle mit der vorliegenden Frage beschäftigt und auch mit der Beratung, die heute hier stattfinden sollte, und haben dabei unserm Bedauern darüber Ausdruck gegeben, dass die in den Lehrerkreisen selbst herrschenden Anschauungen hier voraussichtlich nicht genügend zum Ausdruck kommen würden. Allerdings war uns damals nicht bekannt gewesen, dass das eine der hier zu erstattenden vier Referate in die Hände eines Lehrers gelegt werden sollte. Wenn wir glaubten, nur die Interessen der Hochschulen würden ihren Ausdruck finden, so sind wir durch den Verlauf, den die heutige Verhandlung genommen hat, in erfreulicher Weise enttäuscht worden. Namentlich in dem Referat des Herrn Geheimrat Klein sprach sich ein so warmes Gefühl und tiefes

Verständnis für die Interessen der Schule aus, dass wir ihm aufrichtigen Dank sagen müssen.

In den andern Referaten traten allerdings manche Gesichtspunkte hervor, bei denen man sich als praktischer Lehrer fragt, ob es möglich sein wird, sie durchzuführen. Wenn unter diesen Umständen an eine eingehende Diskussion in der kurzen dafür zur Verfügung stehenden Zeit nicht gedacht werden kann, so möchte ich dies nicht weiter bedauern. Denn die Frage ist so verwickelt und so schwierig, dass sie einer eingehenden Beratung im engeren Kreise bedarf. Ich begrüsse mit Freuden den Plan, zum Zwecke dieser Beratung eine Kommission niederzusetzen, in der möglichst alle Interessentenkreise vertreten sind, hoffentlich wird da etwas Brauchbares herauskommen, was mit dem ganzen Gewicht, das der Naturforscher-Versammlung von altersher beiwohnt, wirken wird.

Das wollte ich vorausschicken.

Inhaltlich haben wir über die heute an dieser Stelle erörterten Fragen bereits mehrfach auf unseren Hauptversammlungen verhandelt. Insbesondere haben wir uns vor $2\frac{1}{2}$ Jahren auf unserer Versammlung in Düsseldorf mit der Frage beschäftigt, wieweit es möglich und wünschenswert sei, den biologischen Unterricht bis in die obersten Klassen zu führen, und wir haben damals eine Resolution gefasst, die ungefähr besagte:

Wir schliessen uns im wesentlichen den sog. Hamburger Thesen an, wir erklären die Wiedereinführung des biologischen Unterrichts in die obersten Klassen, wenigstens der Realanstalten für wünschenswert, und wir halten diese Wiedereinführung ohne Schädigung anderer Zweige des exaktwissenschaftlichen Unterrichts für möglich.

Über die Durchführung des biologischen Unterrichts an den humanistischen Anstalten haben wir nichts gesagt, weil da in Bezug auf die Frage der Schädigung anderer Unterrichtszweige grosse Schwierigkeiten vorliegen. Ebenso haben wir davon Abstand genommen, die Einzelheiten der Durchführung unseres Düsseldorfer Beschlusses zum Gegenstand einer weiteren Beschlussfassung zu machen, obwohl wir über die Einzelgestaltung des biologischen Unterrichts an den verschiedenen Anstaltsarten auf unserer, vor $1\frac{1}{2}$ Jahren hier in Breslau stattgehabten zwölften Hauptversammlung im Anschluss an drei von den Herren Landsberg, Fricke und Bastian Schmid erstattete Referate eingehend diskutiert haben.

Dann haben wir uns in diesem Jahre mit zwei Fragen beschäftigt, die in dieses Gebiet hineinfallen, nämlich mit der Frage des mathematischen und der des physikalischen Unterrichts, und das Ergebnis unserer Beratungen in Resolutionen zusammengefasst. Zunächst haben wir im Anschluss an ein Referat des Herrn Grimsehl über den physikalischen Unterricht eine Reihe von Thesen beschlossen, deren Wortlaut unser Vereinsorgan bringt, deren Inhalt ich hier kurz angeben will: der physikalische Unterricht soll zu einer wirklich lebendigen Erkenntnis führen, er darf nicht der Meinung Vorschub leisten, dass die in ihm behandelnden Naturgesetze nur für die Vorgänge gültig seien, die in den Laboratorien und Hörsälen demonstriert werden, vielmehr soll er auch ein Verständnis der Erscheinungen geben, die die ganze uns umgebende Welt, die lebende wie die tote, beherrschen. Darum muss schon im früheren Unterricht alles, was physikalisch verständlich ist, berührt werden, ohne der systematischen Behandlung in den späteren Klassen vorzugreifen. Die Mathematik ist aufzufassen als höchst bedeutsamer und unentbehrlicher Faktor des Verständnisses, aber die Physik darf nicht etwa aufgefasst werden als eine Anwendung der Mathematik.

Ferner berieten wir im Anschluss an ein Referat des Herrn Nath (Nordhausen) über die Bildungsaufgabe der Mathematik in dem Lehrplan der höheren Schulen und gelangten dabei ebenfalls zu einer Reihe von Thesen, deren Wortlaut unser Vereinsorgan bringt, deren Inhalt etwa der folgende ist: Die Mathematik ist auf allen höheren Schulen ohne Rücksicht auf besondere Berufsinteressen lediglich als allgemein bildendes Fach zu betreiben, das aber unentbehrlich ist für das Verständnis des gegenwärtigen Zustandes und des geschichtlichen Werdens unserer Kultur und für die Befähigung zur Arbeit an der weiteren Kulturentwicklung. Dazu ist die allgemein bildende Seite der Mathematik mehr ins Auge zu fassen; es gehört dazu unter anderem auch die Erziehung der Schüler zu der Gewohnheit, das, was sie klar erkannt haben, sprachlich korrekt wiederzugeben.

Hierüber herrschte Übereinstimmung. Aber Meinungsverschiedenheit bestand darüber, wieweit man behufs Erreichung dieses Zieles auf den einzelnen Anstalten gehen müsse. Insbesondere war die Frage streitig, ob es angezeigt sei, auch die Elemente der Infinitesimal-Rechnung in den Unterricht der Realanstalten einzuführen? Von manchen Seiten wurde betont, dass, wenn dieser Unterrichtsstoff für die allgemeine Bildung unentbehrlich sei, man ihn auch den humanistischen Gymnasien nicht vorenthalten dürfe. Bei der Abstimmung sprach sich die eine Hälfte der Versammlungsteilnehmer für, die andere gegen die Aufnahme der Elemente der Infinitesimal-Analysis in den Lehrplan aus, die Frage blieb also offen. Ich persönlich gehöre zu denen, die dagegen gestimmt haben, verzichte aber auf Mitteilung der Gründe, die mich bei meiner Abstimmung leiteten und

bemerke nur, dass beide Teile auch die für die gegnerische Ansicht sprechenden Momente würdigten.

An dieser Stelle beabsichtige ich nur über die in den Fachkreisen vorhandene Stimmung, soweit sie mir bekannt ist, objektiv zu berichten.

Schliesslich drücke ich wiederholt meine Freude aus über die heutigen an Anregungen reichen Verhandlungen, die, wie ich hoffe, auch praktische Erfolge haben und zur Herbeiführung eines Zustandes mitwirken werden, mit dem wir alle zufrieden sein können.

von Borries (Berlin): Der Verein deutscher Ingenieure hat sich seit langer Zeit mit Unterrichtsfragen beschäftigt, weil die Unzulänglichkeit des bisherigen Unterrichts an den Mittelschulen gerade von unseren Mitgliedern naturgemäss in erster Linie empfunden wird. Diese Unzulänglichkeit besteht nach unserer Meinung nicht nur für die technischen Berufe, sondern in unserer allgemeinen Bildung überhaupt. Als deren Ziel ist festzustellen, dass es gilt, Deutsche zu erziehen, welche unser heutiges Leben voll verstehen und in ihm gedeihlich zu wirken vermögen. Dazu gilt es vor allem, die Fähigkeit der Anschauung, das Verständnis für Grössenverhältnisse, für wirkliche Vorgänge, für den Zusammenhang von Ursache und Wirkung weit mehr als bisher zu entwickeln. Hierfür ist die naturwissenschaftlich-mathematische Vorbildung von grösster Bedeutung, und zwar nicht nur für diejenigen, die später technische und naturwissenschaftliche Berufe ergreifen wollen — die lernen es später auch noch — sondern vor allem für diejenigen, denen sie später nicht mehr zuteil wird, die also diese für ihre allgemeine Bildung notwendigen Kenntnisse schon auf der Mittelschule erwerben müssen.

Wenn wir Ingenieure diesen Standpunkt so besonders betonen, so geschieht dies naturgemäss deswegen, weil der Mangel am Verstehen der heutigen Lebensverhältnisse, welcher sich in der Gesetzgebung, in der Rechtsprechung, in der Verwaltung, der Volkswirtschaft u. s. w. geltend macht, gerade in unserm Beruf am fühlbarsten wird.

Von diesem Standpunkt aus betonen wir, dass wir keine Fachbildung auf den Schulen wollen, sondern möglichste Einheitlichkeit der allgemeinen Bildung zu erhalten wünschen, weil sie für das spätere Verstehen der einzelnen Berufsarten untereinander von grösster Bedeutung ist.

Eine Versammlung, die wir vor kurzem berufen hatten, um Unterrichtsfragen zu beraten, und die aus etwa 30 Vertretern der Techn. Hochschulen und Universitäten, der Mittelschulen und der Industrie bestand, hat über den heute behandelten Gegenstand folgendes beschlossen:

„Der Verein deutscher Ingenieure steht nach wie vor auf dem Standpunkte seines Ausspruches vom Jahre 1886, welcher lautet: Wir erklären, dass die deutschen Ingeniure für ihre allgemeine Bildung dieselben Bedürfnisse haben, und derselben Beurteilung unterliegen wollen, wie die Vertreter der übrigen Berufszweige mit höherer wissenschaftlicher Ausbildung.

In dieser Auffassung begrüssen wir es mit Freude, wenn sich mehr und mehr die Überzeugung Bahn bricht, dass den mathematischen und naturwissenschaftlichen Bildungsmitteln eine erheblich grössere Bedeutung beizulegen ist als bisher; werden doch die Kenntnisse auf diesen Gebieten immer mehr zum unentbehrlichen Bestandteil allgemeiner Bildung.

Die vorwiegend sprachliche Ausbildung, die jetzt der Mehrzahl unserer Abiturienten zuteil wird, genügt nicht den Ansprüchen, welche an die leitenden Kreise unseres Volkes gestellt werden müssen, insbesondere im Hinblick auf die steigende Bedeutung der wirtschaftlichen Fragen.“

Hieran knüpfe ich noch den Wunsch, dass es gelingen möchte, die Anfänge der Differential- und Integralrechnung auf den Mittelschulen wieder einzuführen. Gerade diese Lehre bewirkt das Aneignen von Hauptbegriffen für das Verstehen von wirklichen Vorgängen, welche auf keine andere Weise herzustellen sind, und ist daher für die allgemeine Bildung von grosser Bedeutung.

Zum Schluss darf ich also mit Freude feststellen, dass der Verein deutscher Ingenieure mit den Zielen, die in der heutigen Versammlung hervorgetreten sind, völlig einverstanden ist. Die Hauptsätze der Schrift des Herrn Verworn könnten ebensogut aus unserem Kreise herrühren. Ich hoffe, dass diese Übereinstimmung und Anbahnung des Zusammenwirkens zu einem gedeihlichen Fortarbeiten führen wird.

Frau Dr. Lydia Rabinowitsch (Berlin): Ich erlaube mir als Vertreterin des Schlesischen Frauenverbandes und des Verbandes Fortschrittlicher Frauenvereine hier kurz das Wort zu ergreifen.

Bei den ausführlichen und eingehenden Vorträgen der heutigen Redner, besonders aber beim Vortrag des Geh. Rat Merkel, habe ich es schmerzlich empfunden, dass die Wichtigkeit des biologischen Unterrichts nur für die Knabenschulen hervorgehoben und der Mädchenschulen nicht mit einem Worte Erwähnung gethan wurde. Gestatten Sie mir, Ihnen die an die Naturforscherversammlung gerichtete Eingabe des Verbandes Fortschrittlicher Frauenvereine kurz vorzutragen.

Auf der Naturforscherversammlung in Hamburg ist eine Anregung gegeben worden zur „Förderung des biologischen Unterrichts in den

höheren Schulen", deren Durchführung für die Ziele der Frauenbestrebungen in Erziehungsfragen von weitreichender Bedeutung sein würde.

Für Ausgestaltung der in Hamburg 1902 dargelegten Grundidee ist ein Ausschuss von Botanikern, Zoologen, Geologen, Anatomen und Physiologen eingesetzt worden.

Der beigefügte Bericht von der Naturforscherversammlung in Kassel 1903 giebt ein übersichtliches Bild des ganzen Planes, und die vielfach erörterte Frage einer weit ausgestalteten, nach grossen Gesichtspunkten organisierten naturwissenschaftlichen Unterweisung hat wohl niemals einen so bedeutsamen und überzeugenden Ausdruck gefunden, wie in den 9 Leitsätzen, die der Ausschuss der Naturforscherversammlung zur Begründung seines Vorschlages aufgestellt hat.

Die Richtigkeit der Grundanschauung, die neuen Ausblicke, die Weisheit der gegebenen Voraussetzungen, das Zweckmässige und Zielbewusste des Eintretens, geben diesen Vorschlägen eine Bedeutung, die geeignet ist, für diese wichtige Frage die Zustimmung der Regierung zu gewinnen, und die Aufnahme des biologischen Unterrichts in den Lehrplan der höheren Schulen zu bewirken.

Zur Erreichung dieses grossen Zieles würde eine allgemeine Zustimmungserklärung der Frauen zweckentsprechend und förderlich sein, und ich erlaube mir, an den Vorstand das Gesuch zu richten:

An den Ausschuss der Naturforscher eine Zustimmungserklärung in diesem Sinne ergehen zu lassen und insbesondere zu betonen, dass die Einführung des biologischen Unterrichts in gleicher Weise wie für die höheren Lehranstalten der Knaben, für die Mädchengymnasien und höheren Mädchenschulen und in einfacherer Gestaltung für die Oberklasse der Volksschulen, auf das dringendste zu befürworten wäre.

Der biologische Unterricht wäre in erster Reihe von grösster Bedeutung für die Unterrichtsfrage an sich, da kein anderes Gebiet so geeignet ist, das beste, was der Unterricht bietet: die allgemein geistige und seelische Entwicklung, die Erkenntnis zu fördern. Zugleich aber würde ein tieferes Eindringen in die Kräfte und das Leben in der Natur ein Weg sein für die vorbeugenden Ziele von wichtigen Fragen, welche die Frauenbewegung jetzt beschäftigen. Wenn die Einführung für Mädchen- und Knabenschulen gleichen Gesichtspunkten unterliegt, so tritt für Mädchenschulen insbesondere hinzu die eminent praktische Bedeutsamkeit des biologischen Unterrichts auch für die Pflichten der Hausfrau und Mutter.

Die ausserordentliche Unkenntnis der Frauen und Töchter unserer gebildeten Kreise — wie viel mehr des Volkes — in den Fragen der allgemeinen Gesundheitslehre übt oft in dem geschlossenen, jeder Beobachtung entzogenen engen Kreise des Hauses die schädigendste Einwirkung auf die Gesundheit und Wohlfahrt der eigenen Familienglieder aus.

Während Schäden der öffentlichen Gesundheitspflege zur öffentlichen Kenntnis und damit zur Besserung gelangen, bleiben die innerhalb des Hauses — die in ihrer Gesamtzahl grösseren Schäden anrichten — in Verborgenheit, ja die Frauen, die sie in ihrer Unkenntnis verursachten, haben zumeist selbst kein Bewusstsein davon.

Die Kenntnis der Gesetze der allgemeinen Gesundheitslehre kann sich aber allein aufbauen auf dem Grunde der biologischen Unterweisung. Die Einführung dieses Unterrichtes in den Mädchenschulen wäre von grosser Bedeutung für das Volkswohl.

Grimsehl (Hamburg): Seit Jahren wird an den Realanstalten Hamburgs Differential- und Integralrechnung gelehrt. Aus meinen eigenen Erfahrungen als Hamburger Schulmann kann ich mitteilen, dass dieser Unterricht sowohl für Lehrer als für Schüler der allererfreulichste ist. Die Erleichterung, welche die Einführung des Differentialquotienten und des Integrals in den Bestand des geistigen Werkzeuges ermöglicht, bedeutet keine Mehrbelastung des Schülers. Im Gegenteil findet eine teilweise Entlastung des Schülers statt.

Die umständlichen Reihenentwickelungen können zum grössten Teile vermieden werden. Die an so vielen Stellen der Elementarmathematik nötigen Grenzbetrachtungen werden einheitlich behandelt, und gerade die Benutzung der Symbole

$$\frac{dy}{dx} \text{ und } \int f(x)\,dx$$

bei einer solchen Grenzbetrachtung erinnert den Schüler daran, dass an dieser Stelle diejenigen Methoden angewandt werden, über deren Zulässigkeit er früher im Zusammenhange belehrt ist. Der Schüler erschrickt nicht so sehr, wenn diese neuen Symbole eingeführt werden, wie er früher erschrak, als er von negativen Werten oder von irrationalen und gar von imaginären Zahlen zum ersten Male hörte, denn er ist in dem Schulalter, wo die Einführung der neuen Symbole stattfindet, schon genügend erfahren, um sofort ihren Nutzen einzusehen. Betont muss aber ausdrücklich werden, dass ich es für einen grossen Fehler halte, wenn die Schule bei der Behandlung der Differential- und Integralrechnung in das Gebiet der Hochschule eindringen

würde. Wir wollen nicht vergessen, dass der Unterricht auf den sogenannten Mittelschulen stets nur den Zweck hat, der Allgemeinbildung zu dienen. Die Kenntnis der Elemente und der Methoden der Differential- und Integralrechnung gehört aber heute zum Gebiete der Allgemeinbildung, wenn man hiermit diejenige Bildung bezeichnet, die uns in den Stand setzt, die moderne Kultur zu verstehen.

Ganz besonders hoch schätze ich die Einführung des Differentialquotienten und des Integrals in meiner Eigenschaft als Physiker. Meines Erachtens können wir im physikalischen Unterricht den Begriff des Differentialquotienten nicht entbehren, wenn wir einerseits uns nicht begnügen wollen mit oberflächlichen Redensarten bei manchen Definitionen, wie z. B. für die Geschwindigkeit und die Beschleunigung bei ungleichförmiger Bewegung, wenn wir andererseits im physikalischen Unterricht nicht durch unpräzise Grenzbetrachtungen den mathematisch-kritischen Sinn der Schüler, den wir im mathematischen Unterricht zu erziehen suchen, auf das empfindlichste verwirren wollen.

Was den physikalischen Unterricht betrifft, so halte ich eine eingehende Revision sowohl des physikalischen Unterrichtsstoffes, wie der Unterrichtsmethode für dringend notwendig. Wir dürfen unmöglich das enorme Anwachsen und die ausserordentlichen Fortschritte der physikalischen Wissenschaft in der Schule vernachlässigen, wollen wir nicht auch hier die antike physikalische Bildung der modernen vorziehen. Wir müssen in der Schule die Schüler nicht nur für Ideale erziehen, das Reale erfordert dringend Berücksichtigung. Wir machen unsere neue Generation unfähig für den Kampf im Wettbewerbe der Völker, wenn wir unseren Jungen systematisch die Augen mit der schönen Binde der sogenannten formalen Bildung verdecken. Ich halte es für eine unserer Hauptaufgaben, die Schüler für die Wirklichkeit und Wahrhaftigkeit zu erziehen. Dazu ist kein Schulfach so geeignet, wie die Physik, wenn sie sich der Wirklichkeit anpasst.

Wenn wir augenblicklich vergebens den Wunsch aussprechen, es möge dem physikalischen Unterricht mehr Raum gegeben werden, so ist diese Forderung vielleicht später zu wiederholen. Aber jetzt müssen wir uns innerhalb des gegebenen Raumes einrichten und die besten Methoden für die wichtigsten physikalischen Unterrichtsstoffe anwenden. Nach meinen Erfahrungen ist die allgemeine Einführung der physikalischen Schülerübungen das beste Mittel, um aus dem Dilemma herauszukommen. Leiten wir in der Schule die Schüler zu eigenen Beobachtungen und zum Sammeln eigener physikalischer Erfahrungen an, so machen wir ihn fahig, auch ausserhalb der Physikräume die physikalischen, d. h. die Naturerscheinungen in jedem Augenblicke zu sehen, mag er sich auf der Strasse der Grossstadt oder in der freien Waldesnatur bewegen. Die sogenannte Langeweile ist für einen Menschen mit physikalischer Erziehung ein unmöglicher Begriff, denn genug des Lehrreichen, des Interessanten, des Schönen giebt es für den naturwissenschaftlich erzogenen Schüler, der sich stets in seinem grossen Heim der Natur wohl fühlt, wenn ihm nicht auf der Schule neun Jahre hindurch immer aufs neue erzählt ist, dass die reale Natur doch von zweifelhaftem Werte ist gegenüber den nur durch formale, gemeint ist sprachliche Bildung erreichbaren Idealen des menschlichen Lebens.

Die physikalischen Schülerübungen sollen nicht in das Gebiet der Hochschule übergreifen. Nicht wissenschaftliche Untersuchungen, die der Hochschule allein vorbehalten werden sollen, sind der Gegenstand der Schülerübungen. In den Schülerübungen sollen die Schüler angeleitet werden, an möglichst einfachen physikalischen Vorgängen die wesentlichen Bedingungen für den Vorgang von den unwesentlichen zu unterscheiden. Es ist wünschenswert, die Schülerübungen vollkommen organisch mit dem physikalischen Unterricht zu verschmelzen und für den Unterricht auszunützen. Wo dieses unmöglich ist, befürworte ich die Einführung wahlfreier Übungen, wobei jedoch den Lehrern die Zeit auf die Zahl der Pflichtstunden anzurechnen ist.

Die Frage der Revision des physikalischen Unterrichtsstoffes ist im Rahmen der heute verfügbaren Zeit unmöglich zu behandeln. Aber die Forderung der Revision möchte ich doch energisch ausgesprochen haben. Wir müssen auch hier dem Naturzwange der Wirklichkeit entsprechend manches Alte stürzen, um neues Leben aus den Ruinen entstehen zu lassen.

Classen (Hamburg): Ich will nur wenige Worte dem schon Gesagten hinzufügen, und dies dadurch rechtfertigen, dass ich als Vertreter des naturwissenschaftlichen Vereins in Hamburg spreche, also desjenigen Kreises, aus dessen Mitte die Anregung zur Förderung des biologischen Unterrichts hervorgegangen ist. Das augenblicklich bestehende Verhältnis zwischen physikalischem und biologischem Unterricht möchte ich als ein gestörtes Gleichgewicht bezeichnen, das nach unser aller Wünsche wieder hergestellt werden muss. Der physikalische Unterricht hat in den letzten 20 Jahren erhebliche Fortschritte gemacht, seine Mittel sind erheblich reicher und besser geworden. Der biologische Unterricht dagegen ist so gut wie vollständig verschwunden. Das drückt sich auch darin aus, dass auf dem einen Gebiet der kräftige Verein zur Förderung des physikalischen Unterrichts besteht, der kräftig vorwärts arbeitet,

und die Biologen haben dem nichts gegenüber zu stellen, als das auf Veranlassung der Hamburger Verhandlungen zusammengetretene Komité. Jetzt muss, wenn die Entwickelung gesund sein soll, ins Auge gefasst werden, dass das Gleichgewicht wieder hergestellt wird. Obwohl selbst Physiker, glaube ich doch, meinen Kollegen ruhig entgegentreten zu können mit dem Ausspruche, dass die Physik keinen Schaden erleiden wird, wenn sie erlaubt, dass die Biologie ihr nachkommt. Wenn gewünscht wird, dass die Physik zu Schülerübungen fortschreiten soll, so heisst das, dass die Schüler gewöhnt werden sollen, mit eigenen Augen zu sehen. Das können sie aber am besten lernen, wenn sie da sehen, wo am meisten zu sehen ist, d. h. in den Vorgängen der lebendigen Natur. Das kann auch die Physik nur begrüssen, auch von einem weiteren Gesichtspunkt. Der Standpunkt der heutigen Physik als Wissenschaft ist doch der, dass die Physik nur als Ziel hat, eine möglichst vollständige und einfache Beschreibung des Verlaufs der Erscheinungen zu geben. Wenn aber die Physik selbst nur eine Beschreibung der Thatsachen giebt, so hat sie als Naturwissenschaft kein Übergewicht über die Biologie; denn auch diese ist eine experimentelle Naturwissenschaft. Wenn daher schon durch Auswahl und Verteilung des Unterrichtsstoffes zum Ausdruck kommt, dass die sogenannten beschreibenden Naturwissenschaften und die Physik durchaus gleichwertige und nebeneinander geordnete Wissenschaften sind, so können nur beide Teile gewinnen. Daher möchte ich betonen, dass in erster Linie die Einigkeit und das Gleichgewicht zwischen dem biologischen und dem physikalischen Unterricht wieder hergestellt werden mögen und dass beide gleichmässig erstarken. Es wird sich dann freilich zeigen, dass jetzt alles zu eng ist, und dass dann Bedürfnisse nach Vermehrung sich geltend machen werden; aber zuerst ist notwendig Einigkeit.

(Mehrere zur Diskussion angemeldete Redner verzichten aufs Wort, weil Einzelheiten noch in der Kommission erörtert werden können).

Archenhold (Berlin): Wenn ich nicht aufs Wort verzichte, so deshalb, weil zwei diametral entgegengesetzte Forderungen zu Tage getreten sind, und ich glaube, auf ein Mittel hinweisen zu können, das beiden Richtungen gerecht wird. Die eine Richtung fordert, dass neue Unterrichtsfächer eingeführt werden, die Biologie und auch die Anatomie wäre hier zu berücksichtigen. Andererseits verlangen die Hygieniker, der Unterricht soll nicht noch mehr belastet werden. Es scheint also, dass hier zwei Pferde nach verschiedenen Richtungen ziehen. Der einfache Ausweg scheint mir in folgendem zu bestehen, den Unterricht in verschiedenen Fächern ins Freie zu verlegen. Ich habe hierin bereits Erfahrungen gesammelt, ich habe in der Mathematik im Freien unterrichtet. Die Raumanschauungen treten da besonders in den Vordergrund. Ich habe einen Kursus von 12 Stunden im Freien abgehalten und dabei erreicht, was sonst nur in doppelter Stundenzahl erreicht würde, und der Unterricht hat nicht ermüdet, sondern ist auch in hygienischer Beziehung von Vorteil gewesen. Diese Bestrebungen haben in Charlottenburg dazu geführt, dass für kranke Kinder eine Waldschule mit Unterricht im Freien eingerichtet ist, und es ist wohl klar, dass die auch für die gesunden Kinder gesund und zuträglich sein dürfte.

Mit diesem Gedanken lässt sich vielleicht auch die Einführung des astronomischen Unterrichts in den Schulplan in bester Weise verbinden; denn es lassen sich an der Szenerie im Freien, am Himmel selbst die Bewegungen der Gestirne erläutern. Dass das notwendig ist, habe ich aus meiner mehr als siebenjährigen Erfahrung an der Treptow-Sternwarte erfahren. Vielfach werden wir von Lehrern mit ihren Schülern besucht; aber viele Lehrer kommen nicht zu uns heraus, weil sie fürchten, sich zu blamieren. Es kommt häufig vor, dass ein Lehrer nicht imstande ist, die Venus vom Jupiter zu unterscheiden. Das führt mich auch auf die Forderung des Herrn Geheimrat Klein, dass es sehr nötig ist, dass ein besonderes Semester eingerichtet wird, um den Lehrern Gelegenheit zu geben, sich auszubilden. Diese Forderung ist mit aller Energie immer wieder zu betonen, dass die Lehrer sich ausbilden können auf den Gebieten, die bisher von dem Unterrichte ausgeschlossen waren. Dann ist es nötig, grosse Mittel zu beschaffen. Das Ansehen dieser Gesellschaft ist vielleicht geeignet, auch Mittel auf privatem Wege zu beschaffen. Wenn wir bedenken, wie reichlich im Auslande solche Mittel fliessen, wie z. B. Carnegie für die vier schottischen Universitäten 2 Millionen Pfund, das sind 40 Millionen Mark, gestiftet hat, so ist vielleicht auch bei uns ähnliches nicht unmöglich, und gerade unsere Gesellschaft dürfte es ermöglichen, und die zu wählende Kommission dürfte dann geeignet sein, Fonds auch auf privatem Wege zusammen zu bringen. Dass das möglich ist, dafür ist ein Beweis die Existenz der Treptow-Sternwarte, und ich möchte vorschlagen, der Kommission auch diese Aufgabe zu erteilen, oder auch eine besondere Kommission zu ernennen, für den Zweck, um Mittel aufzubringen für die verschiedenen Lehr- und Forschungszwecke.

Rebmann (Karlsruhe): Ich bin nicht mit der Absicht hergekommen, das Wort zu ergreifen. Aber der Gang der Verhandlungen veranlasst mich zu einigen wenigen Worten. Herzlichen Dank sage ich dafür, dass die Herren Dozenten an der Universität sich mit so

viel Kraft und Geist und Wärme der Anteilnahme an den Arbeiten unseres Schulbetriebes zugewandt haben. Wenn erst die Zeit des Wünschens und Hoffens vorüber, und das Erreichbare in grössere Nähe gerückt ist, wird es sich herausstellen, dass für beide Teile aus dem Zusammenarbeiten sich ein reicher Gewinn ergeben wird.

Der zu wählenden Kommission möchte ich noch einen Wunsch auf ihren Weg mitgeben. Wir haben hier ein ganzes Bündel divergierender Vorschläge gehört, und in dem gegenwärtigen Stadium der Verhandlungen scheint es fast wie die Quadratur des Zirkels, alle Wünsche und Bestrebungen unter einen Hut zu bringen, oder auch nur für alle die Forderungen, deren jede ja ihre innere Berechtigung hat, einen mittleren Weg ausfindig zu machen.

Ich erinnere daran, dass unsere höheren Schulen ihren Charakter gegen früher geändert haben. Solange das Gymnasium die einzige Mittelschule war und einzig dem Zweck diente, seine Schüler auf die Universität vorzubereiten, lagen die Verhältnisse einfach. In den letzten hundert Jahren hat aber die Entwicklung der Forschungsgebiete die Universitäten und verwandten Anstalten gespalten und zu immer weiterer Teilung der Arbeitsgebiete gezwungen, und wie hier eine Differenzierung eingetreten ist, die die alte Einheit der universitas litterarum gesprengt hat, so hat auch das Mittelschulwesen das gleiche Schicksal gehabt. Wenn wir mehrfach den Wunsch gehört haben, dass für die mittleren Schulen ein einheitliches Ziel der Vorbildung zu wünschen sei, so fürchte ich, dass dieser Wunsch sich nicht mehr wird erfüllen lassen. Das Gymnasium hat man mehrfach schon bei den Veränderungsvorschlägen ausgeschieden und diese auf die Realanstalten beschränkt. Das zeigt schon die grosse Schwierigkeit, das wieder zu vereinigen, was auseinanderstrebt und tatsächlich schon auseinandergegangen ist. Man wird ferner daran festhalten müssen, dass die mittleren Schulen (Gymnasium, Realgymnasium und Oberrealschule) nicht mehr ausschliesslich der Vorbereitung zur Universität dienen, sondern dass ihnen weitere Ziele gesteckt sind. Weite Kreise unseres Volkes, die Offiziere, ein Teil des höheren Kaufmannsstandes, gewisse Schichten der technischen Kreise, alles Kräfte, die für das Leben unserer Nation von höchster Wichtigkeit sind, suchen auf unseren neunklassigen Schulen ihre Vorbildung und treten von diesen aus unmittelbar ins Leben ein.

So wird man die Bestrebungen und Wünsche der einzelnen Fächer unter den Gesichtspunkt einordnen müssen, was ist für die allgemeine Bildung nötig, was ist die Gesamtheit des Wissens und Könnens, welches diese Schulen vermitteln sollen und können. Man wird dann wohl dazu kommen, nicht von unten her die einzelnen Unterrichtsfächer zusammenzufassen und jedes nach seinem eigenen Wesen sich sein Endziel und die Wege dazu suchen zu lassen, sondern man wird den Lehrplan von diesen allgemeinen Gesichtspunkten aus von oben her aufbauen und von da aus die Einzelheiten ordnen müssen.

Für die Realanstalten werden wir so andere Bildungsziele aufstellen müssen, als für die Gymnasien. Ist man sich dann aber erst über diese Ziele klar, so wird man unschwer entscheiden können, welche Lehrstoffe vorzugsweise eine allgemein naturwissenschaftliche Bildung geben können. Der badische Lehrplan für die Oberrealschulen gibt schon einen Hinweis darauf. Nicht mit Spezialitäten aus der Physik und Chemie, mögen sie noch so lehrreich und interessant sein, schliesst hier der Unterricht der obersten Klasse ab, sondern mit Kosmographie und Geologie. Die grossen Gesetze des Weltbaus, die Entwicklungsgeschichte der Erde und der Organismen auf der Erde, das ist die Gedankenwelt, die als Ziel am Ende dieses Mittelschulunterrichts steht, die, soweit es die Mittel des physikalischen, chemischen und mathematischen Unterrichts gestatten, wissenschaftlich begründet und methodisch aufgebaut werden kann. Diese Gedankenwelt ist so grossartig, dass sie für das ganze Leben die Grundlage einer naturwissenschaftlichen Weltanschauung bilden kann.

Hält man diese allgemeine naturwissenschaftliche Bildung als Ziel fest, so ist von hier aus zu entscheiden, was unerlässlich, was notwendig, was entbehrlich ist. Die einzelnen Fächer werden sich dabei damit abfinden müssen, dass eben im Raum die Dinge hart sich drängen. Daran, dass die Unterrichtszeit an den genannten Schulen noch erhöht werde, ist nicht zu denken. Wenn nicht alle Zeichen trügen, wird im nächsten Menschenalter die Unterrichtszeit heruntergesetzt werden, im Interesse unserer Volksgesundheit. Wer selbst unterrichtet hat, weiss, dass, so lange der Nürnberger Trichter nicht erfunden ist, eine Vermehrung des Lehrstoffs ohne Vermehrung der Unterrichtszeit nicht zu denken ist, und eine Kürzung der Unterrichtszeit, eine Kürzung der Lehrziele zur unabweislichen Folge hat. Von einer „Verbesserung der Unterrichtsmethoden", die angeblich viel Zeit sparen soll, ist ein wesentlicher Gewinn an Zeit nicht zu hoffen. Die Unterrichtsmethode hängt da sehr eng mit der Persönlichkeit des Lehrers zusammen. Auch muss man sich hüten, die Forderungen auf das Niveau zu stellen, das ein vorzüglich begabter, ein genialer Lehrer erreichen kann; sondern die Lehrpläne müssen dem Durchschnitt der

Lehrer, ihrer durchschnittlichen Begabung und Leistungsfähigkeit Rechnung tragen. Wenn auch diese letzten Erwägungen geeignet sind, sich als Bleigewichte an unsere Wünsche zu hängen, so wollen wir uns doch die Freude an unserer Arbeit dadurch nicht vergällen lassen. *Πάντα ῥεῖ*, alles ist im Fluss, und die Fragen des Unterrichts stehen soweit voran im öffentlichen Interesse, dass wir eine glückliche Lösung der uns beschäftigenden Fragen wohl erhoffen dürfen. Sache der Kommission wird es sein, den Ausgleich der widerstreitenden und konkurrierenden Interessen zu finden, und ich will aufs herzlichste wünschen, dass sie in zwei Jahren so weit gekommen ist, dass ihre Arbeiten uns einen entschiedenen Fortschritt präsentieren, im Interesse unserer Jugend, im Interesse unserer Schulen.

Es wird darauf folgende Resolution angenommen:

In voller Würdigung der grossen Wichtigkeit der behandelten Frage spricht die Versammlung dem Vorstande den Wunsch aus, in einer möglichst vielseitig zusammengesetzten Kommission diese Frage weiter behandelt zu sehen, damit einer späteren Versammlung bestimmte, abgeglichene Vorschläge zu möglichst allseitiger Annahme vorgelegt werden können.

BESPRECHUNGEN.

V. Bjerknes, Carl Anton Bjerknes. Gedächtnisrede, gehalten vor der Gesellschaft der Wissenschaften zu Christiania am 17. April 1903. gr. 8. 31 Seiten mit 1 Bildnis. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1904. M. 1,20.

Der Lebensweg und Entwickelungsgang des eigenartigen Forschers, der sich als junger Bergwerksbeamter durch selbständiges Studium zum Mathematiker entwickelte und schon, ehe die Faraday-Maxwellschen Ideen bekannt wurden, bestimmt die Theorie der vermittelten Fernkräfte vertrat, wird hier durch seinen Sohn, den Vertrauten in seiner wissenschaftlichen Arbeit, mit warmem Herzen geschildert. Die Idee, dass eine enge Analogie bestehe zwischen den hydrodynamischen Fernkräften und den elektromagnetischen, beherrscht die Arbeit dieses ganzen Lebens. Schon in seinen ersten selbständigen Untersuchungen tritt dieser Gedanke auf und noch zwei Tage vor seinem Tode war der 77jährige mit der hydrodynamischen Analogie zu elektrodynamischen Erscheinungen beschäftigt. Obwohl Bjerknes' Lebensarbeit bisher auf die Entwickelung der Theorie der Fernkräfte, wofür sie ursprünglich bestimmt war, keinen Einfluss gehabt hat, vielmehr neben den breiten Bahnen der Forschungen der letzten Zeit hergeht, so hat sie doch schon heute Bedeutung gewonnen, weil seine Untersuchungsmethoden die Hydrodynamik selbst mit manchen wertvollen Ergebnissen bereichert haben. Man darf erwarten, dass eine Arbeit, die mit soviel Ernst, Energie und Hingebung durchgeführt worden ist, auch ferner Früchte tragen wird. Es ist schön, einen so reinen Charakter kennen zu lernen, wie er uns in diesem Lebensbild entgegentritt, einen Mann, der nur dem Interesse an der Sache gelebt hat, ohne für eigenen Ruhm und persönliches Behagen zu sorgen. G. Mie.

(Eingegangen 14. September 1904.)

E. König, Die Farben-Photographie. Eine gemeinverständliche Darstellung der verschiedenen Verfahren nebst Anleitung zu ihrer Ausführung. gr. 8. VII u. 88 S. Mit einer Farbentafel. (Photographische Bibliothek XIX). Berlin, G. Schmidt. 1904. M. 2,50.

Praktisch kommen nur zwei Methoden der Farben-Photographie in Betracht: die subtraktive des Dreifarbendruckes und die additive der Chromoskopbilder. Nur die erste gestattet die Herstellung farbiger Papierbilder, doch ist ihre Ausführung so schwierig, dass sie in ihrer heutigen Technik noch keine Aussicht hat, populär zu werden. Ausserdem bleibt die Farbenprächtigkeit und Farbwahrheit ihrer Bilder hinter den durch Chromoskop-Photographie gewonnenen weit zurück. Die Verbreitung von Chromoskop-Bildern scheitert hauptsächlich daran, dass billige Chromoskope noch nicht käuflich zu haben sind. Ein weiterer Mangel aber, der viele davon abgehalten hat, selbst Versuche mit farbigen Photographien anzustellen, war das Fehlen einer kleinen Anleitung, in der die besten Rezepte zur Herstellung von Lichtfiltern und Sensibilisatoren zusammengestellt sind. Dem ist durch das vorliegende Büchlein abgeholfen, das durch diese Zusammenstellung auch für den Physiker von Wert ist. Wie schnelle Fortschritte gerade in der Auffindung neuer für photographische Zwecke geeigneter Farbstoffe gemacht werden, beweist z. B., dass es dem

Verfasser noch während der Abfassung seines Buches gelang, einen Sensibilisator herzustellen, der den Platten eine wesentlich grössere Rotempfindlichkeit verleiht, als die bisher gebräuchlichen Orthochrom und Äthylrot. Derselbe ist unter dem Namen Pinachrom in den Handel gebracht. Von allgemeinerem Interesse dürfte es auch sein, dass die Höchster Farbwerke vorm. Meister, Lucius & Brüning in Höchst auf Veranlassung des Verfassers sich bereit erklärt haben, speziell für optische Zwecke rein dargestellte Farbstoffe auch in kleinen Mengen abzugeben. Riesenfeld.

(Eingegangen 24. August 1904.)

Jahrbuch der Naturwissenschaften 1903—1904, herausgegeben von Max Wildermann. 19. Jahrgang. gr. 8. XII und 518 S. mit 41 Abbildungen im Text. Freiburg i/B., Herdersche Verlagshandlung. 1904. M. 6,—; in Leinwand gebunden M. 7,—.

Von dem bekannten Jahrbuch der Naturwissenschaften liegt wieder ein neuer Jahrgang vor, der wie immer eine Fülle des Interessanten bietet. Wenn auf ca. 500 Druckseiten die Fortschritte der gesamten Naturwissenschaften behandelt werden sollen, dann ist ohne weiteres einleuchtend, dass es sich in jedem einzelnen Gebiete nur um einzelne, ganz besonders in die Augen fallende Entdeckungen und Fortschritte handeln kann. Dass hierbei die Auswahl schwierig ist, wird jeder zugeben, und so findet sich denn bisweilen recht Nebensächliches Seite an Seite mit den wichtigsten Dingen, aber meistenteils ist wenigstens sachlich der einzelne Gegenstand richtig behandelt, so dass dem Laien schliesslich doch viel Gutes geboten wird. So werden denn auch die Leser dieser Zeitschrift zwar in physikalischer Hinsicht nichts Neues erfahren, aber zweifellos bei der Lektüre der übrigen Kapitel viel Interessantes finden und in diesem Sinne möchte der Referent dem Buche eine warme Empfehlung auf den Weg geben. E. Bose.

(Eingegangen 4. Oktober 1904.)

C. Engler und J. Weissberg, Kritische Studien über die Vorgänge der Autoxydation. XI und 204 Seiten. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1904. Geheftet M. 6,—.

Das vorliegende, dem Andenken Schönbeins gewidmete Buch verdient in der That eine besondere Empfehlung. Auf wenig Gebieten der Chemie giebt es soviel einander widersprechende Auffassungen und eine solche Fülle von zerstreuter Litteratur und Material, als gerade auf dem Gebiete der Autoxydation, der Sauerstoffübertragung und langsamen Verbrennung. Und dabei fehlte es bisher, abgesehen von Bodländers vorzüglichem kleinen Büchlein über langsame Verbrennung ganz an einer Zusammenfassung und übersichtlichen Darstellung. Dazu kommt, dass gerade die Erscheinungen der Sauerstoffübertragung eine noch bei weitem nicht genügend bekannte Wichtigkeit bei Vorgängen im tierischen und pflanzlichen Organismus besitzen und dass vielleicht gerade von dem Verständnis dieser Vorgänge ein grosser Fortschritt auch in biologischer Hinsicht zu erwarten ist. Die Hauptabschnitte des Buches sind: Geschichtliches; allgemeine Betrachtungen über die Vorgänge der Autoxydation und Systematik derselben; direkte Autoxydation; indirekte Autoxydation; Autokatalyse; die Beeinflussungen der Autoxydation (hier findet sich die Behandlung der für den Physiker besonders interessanten Passivität der Metalle); Rolle des Sauerstoffs im lebenden Organismus. Die Verfasser haben zweifellos ihren Hauptzweck, aus dem derzeit bestehenden Wirrwarr bekannter Thatsachen und einander widersprechender Meinungen einen möglichst übersichtlichen Überblick herauszuarbeiten, aufs beste erreicht. E. Bose.

(Eingegangen 4. Oktober 1904.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierte sich an der Universität Krakau Dr. Thaddäus Estreicher als Privatdozent für anorganische und theoretische Chemie.

Dem o. Professor des Eisenbahnbaues an der technischen Hochschule in Wien Dr. techn. Rudolf Peithner Ritter v. Lichtenfels ist der Titel und Charakter eines Hofrates dem Privatdozenten für Meteorologie an der Technischen Hochschule zu Berlin Dr. C. Kassner das Prädikat Professor verliehen worden.

Der Assistent der Seewarte Dr. phil. Maurer ist zum Physiker im Reichsmarineamt ernannt worden.

Gestorben ist der frühere Professor der Mathematik und Geodäsie an der Forstakademie zu Münden, Forstmeister Schering, im Alter von 70 Jahren, zu Genthin, in Dresden der bisherige Professor an der Kgl. Bergakademie zu Freiberg Clemens Alexander Winkler im 66. Lebensjahre.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 22. | 1. November 1904. | 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 23 am 2. November 1904.

INHALT:

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Aufnahme von Radiumemanation durch den menschlichen Körper.

Von J. Elster und H. Geitel.

Die im folgenden beschriebenen Versuche sind durch eine Mitteilung des Herrn J. R. Ashworth veranlasst worden, die vor kurzem in der Zeitschrift Nature [1]) erschienen ist und nach welcher die menschliche Atemluft eine gewisse auf Ionisierung beruhende Leitfähigkeit zeigen soll.

Nach Angabe von Herrn Ashworth kann man das Funkenspiel einer Whimshurstschen Maschine, das man durch allmähliche Vergrösserung des Elektrodenabstands gerade unterbrochen hat, durch Einblasen von Atemluft zwischen die Entladerkugeln wieder herstellen. Verf. verbindet ferner einen isolierten Metallstab, der mit einem zur Erde abgeleiteten Cylinder aus Metall umgeben ist, mit einem Elektroskop, und findet, dass die Entladung 60—70 Proz. schneller als sonst vor sich geht, wenn Luft aus der Lunge durch den Cylinder geblasen wird. Die schlechte Isolation von Elektroskopen in mit Menschen erfüllten, ungenügend ventilierten Räumen wird mit diesem Versuche in Verbindung gebracht und auf eine Ionisierung der Atemluft zurückgeführt.

Mittels des früher von uns beschriebenen Apparates [2]) zur Untersuchung der Leitfähigkeit von Luftproben musste es leicht sein, festzustellen, ob in der That die Atemluft ionenreicher als die gewöhnliche ist. Unter die 8,8 Liter fassende Metallglocke, die das geeichte Elektroskop in dem genannten Apparat bedeckt, leiteten wir die Luftmenge von 5 kräftigen Atemzügen direkt durch Einblasen in den unteren Rohransatz ein, während der obere offen gehalten wurde. Mochte die Elektrizitätszerstreuung während des Einblasens der Luft oder nach Abschluss der Hähne bei völliger Ruhe des Inhalts der Glocke bestimmt werden, in keinem Falle zeigte sich ein den normalen überschreitender Betrag, auch war es gleichgültig, ob die Luft vor Eintritt in den Apparat durch Watte filtriert und in einem Kühlrohr von der Hauptmasse des in ihr enthaltenen Wasserdampfs befreit wurde.

Hiernach zeigt die ausgeatmete Luft normalerweise keinen grösseren Ionengehalt als die natürliche, es ist daher anzunehmen, dass in den Versuchen des Herrn Ashworth eine unbekannte Fehlerquelle wirksam gewesen ist.

Es schien uns nun nicht ohne Interesse, die Untersuchung der Atemluft auf Leitfähigkeit bei jemandem vorzunehmen, der kurz vorher viel mit radioaktiven Substanzen in Berührung gekommen war und ihre Emanation unbeabsichtigterweise eingeatmet hatte. Es war anzunehmen, dass die letztere im Blute in gewisser Menge gelöst wäre und entsprechend der erreichten Tension an die ausgeatmete Luft wieder abgegeben werden würde.

Herr F. Giesel, der sich täglich mehrere Stunden lang in Räumen aufhält, in denen Radiumpräparate hergestellt werden, war so freundlich, uns diesen Versuch zu ermöglichen, indem er etwa 18 Stunden nach Verlassen seines Laboratoriums Luft unter die Glocke des zur Untersuchung dienenden Apparates blies. Hierbei musste die Atemluft ein mit Wasser von etwa 8° C. gekühltes Rohr und ein lockeres Wattefilter passieren. Der Versuch wurde zweimal angestellt, in jedem Falle hatte die ausgeatmete Luft ein wesentlich über dem Normalen liegendes Leitvermögen.

Wir teilen die Zahlen einer Messungsreihe hier mit:

Normaler Spannungsverlust in 1 h vor Beginn des Versuches: 10,6 Volt.

Spannungsverlust in der Atemluft, der normale ist abgezogen:

1) Nature **70**, 454, 1904.
2) Diese Zeitschrift **5**, 321, 1904; Zeitschrift für Instrumentenkunde **24**, 193, 1904.

Unmittelbar nach Eintritt der Atemluft in den Apparat:	Nach					
	2h	3h	7h	24h	48h	72h
25,4	27,5	27,8	29,0	24,3	19,4	15,1.

Nach circa 72 h wurde die Atemluft durch natürliche ersetzt, der Spannungsverlust in dieser ergab sich zuerst zu 16,2 Volt pro Stunde und nahm in 4 Stunden auf 9,1 ab, ein Zeichen, dass der Apparat induzierte Aktivität angenommen hatte.

Das Ansteigen der Leitfähigkeit in den ersten Stunden ist eine bekannte Erscheinung, die stets bei emanationshaltiger Luft beobachtet wird, sie ist wie die induzierte Aktivität auf die Bildung des von Herrn Rutherford angenommenen Körpers „Emanation X" zurückzuführen.

Wie die erhaltenen Zahlen erkennen lassen, fällt die Leitfähigkeit der untersuchten Luft in 3 Tagen etwa auf die Hälfte des Anfangsbetrags, sie dürfte also der Gegenwart von Radiumemanation zuzuschreiben sein.

Während hiernach die ausgeatmete Luft normalerweise keine aktive Emanation enthält und auch kein gesteigertes Leitvermögen hat, kann durch fortgesetztes Einatmen emanationshaltiger Luft der menschliche Körper merkliche Mengen von Emanation aufspeichern, die z. T. beim Atmen in inaktiver Luft wieder abgegeben wird.[1]) — Vielleicht ist die Untersuchung der Atemluft auf ihren Emanationsgehalt wegen ihrer leichten Ausführbarkeit von einigem Werte bei physiologischen Versuchen mit Radium, auch dürfte es von Interesse sein, auf dieselbe Weise die Aufnahme radioaktiver Substanzen durch den Körper nach dem Genusse emanationshaltiger Wässer zu erproben.

1) Auch der Urin der Versuchsperson (ca. 200 ccm) gab beim Durchperlen von Luft an diese eine Emanationsmenge ab, die ihre Leitfähigkeit auf das 7fache der normalen erhöhte.

(Eingegangen 15. Oktober 1904.)

Zur Thermodynamik der radioaktiven Vorgänge.

Von A. H. Bucherer.

In einer interessanten Arbeit hat E. Bose[1]) versucht, eine Beziehung zwischen Radioaktivität und kinetischer Theorie abzuleiten. E. Bose schliesst aus der Einatomigkeit der Radiumemanation, dass der Zerfall der radioaktiven Substanz ganz unabhängig von der Temperatur sein müsse und weist auf die experimentelle Thatsache hin, dass die zeitliche Abklingungskonstante der Radioaktivität bei -180^0 dieselbe ist wie bei $+450^0$. — Vor einiger Zeit habe ich Betrachtungen über die Abhängigkeit des Zersetzungsprozesses von der Temperatur angestellt[1]) und bin zu anderen Resultaten gelangt. Da die aufgeworfene Frage von Wichtigkeit ist, so möchte ich mir gestatten, einen Einwand gegen die Überlegungen Boses vorzubringen und gleichzeitig meine eigene Ansicht darzulegen.

Die Folgerungen der kinetischen Gastheorie bezüglich des Verhältnisses der spezifischen Wärme der einatomigen Gase, wie z. B. des Quecksilberdampfes stützen sich auf die Annahme, dass ein einatomiges Gas keine innere Energie besitze, dass also jede bei konstantem Volumen erfolgende Wärmezufuhr zur Erhöhung der Energie der fortschreitenden Bewegung verbraucht werde. Aber diese Annahme darf nicht bei einem Gase gemacht werden, welches erfahrungsgemäss eine eminent hohe innere Energie besitzt. A priori kann diese Energie ebensogut von der Temperatur abhängen, wie nicht. Nimmt sie mit der Temperatur zu, so muss nach den Voraussetzungen der kinetischen Gastheorie das Verhältnis $\frac{C_p}{C_v}$ kleiner sein als 1,666. Bei der geringen zur Verfügung stehenden Menge von Emanationsgas ist dieses Verhältnis noch ganz unbekannt. — Herr Bose führt nun zur Stütze seiner Ansicht an, dass die Abklingungskonstante zwischen weiten Temperaturgrenzen unveränderlich ist. Diese Konstanz ist gewiss sehr bemerkenswert, aber die Abklingungskonstante steht in keiner notwendigen Beziehung zur Abhängigkeit der inneren Energie des Atoms von der Temperatur. Um eine Konstanz der inneren Energie nachzuweisen, hätte man bei verschiedenen Temperaturen die Strahlung in dickwandige Metallgefässe eintreten und die Wärmeabgabe messen müssen.

Derartige Messungen liegen nicht vor. Ich kann deshalb nicht nur nicht zugeben, dass theoretische oder experimentelle Belege dafür vorhanden sind, dass die Zersetzung „sich völlig unabhängig von der Temperatur" vollzieht, sondern im Gegenteil, ich glaube theoretische und experimentelle Gründe für die Annahme einer Abhängigkeit anführen zu können. Wenn das Atom des Emanationsgases zerfällt, so wird es einen Weg geben, auf dem der Vorgang ein Maximum von Arbeit bei konstanter Temperatur leistet. Bei einer Strahlung, welche ohne Reibungsverluste vor sich geht, wird die umkehrbare Arbeit hauptsächlich in der Erzeugung der kinetischen Energie der elektromagnetischen Massen bestehen, ausser der potentiellen Energie der getrennten Elektrizitäten. Man darf wohl aus den bisherigen Beobachtungen schliessen, dass auch bei „freier" Strahlung eine bedeutende

1) E. Bose, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 1, 133, 1904.

1) A. H. Bucherer, Sitzungsb. der Niederrhein. Ges. 11. Juli 1904.

reversible Wärmemenge frei wird. Bezeichnen wir diese pro Gramm des zersetzten Gases mit q und die geleistete Arbeit mit W, so ist bei konstanten Temperaturen

$$q = -T\frac{dW}{dT}$$

Das heisst die „Affinität“ der Reaktion muss mit steigender Temperatur stark abnehmen. Mit anderen Worten die Geschwindigkeit der Strahlen muss stark verringert werden. Dies steht im besten Einklang mit einer Beobachtung Curies, welcher konstatierte, dass die Durchdringungsfähigkeit der Strahlen bei höheren Temperaturen sehr gering wird.

Soll die innere Energie von der Temperatur unabhängig sein, so müsste:

$$T(W + K_1) = K_2$$

sein, wo K_1 und K_2 Konstanten bedeuten.

Man könnte nun noch einen Schritt weiter gehen und sich fragen, ob bei hohen Temperaturen der Zersetzungsvorgang rückgängig gemacht werden kann, nach Analogie derjenigen chemischen Substanzen, welche einen starken negativen Temperaturkoeffizienten der Affinität besitzen. Es würde sich dann aus den Zersetzungsprodukten des Emanationsgases, unter welchen sich auch Helium befindet, wieder bei hohen Temperaturen Emanationsgas bilden. Vielleicht böte sich hier ein viel versprechendes Feld der Forschung.

Zum Schluss möchte ich nicht verfehlen, darauf hinzuweisen, dass, wenn ich mit Vorstehendem eine abweichende Auffassung von den Zersetzungsvorgängen bringe, ich doch die interessanten Ausführungen des Herrn E. Bose im übrigen durchaus würdige.

Bonn a/Rh., den 6. Oktober 1904.

(Eingegangen 6. Oktober 1904.)

Kinetische Theorie und Radioaktivität. II.

Von Emil Bose.

Der vorstehende Artikel von Herrn A. H. Bucherer „Zur Thermodynamik der radioaktiven Vorgänge“ veranlasst mich, meinen früheren Überlegungen einige weitere Erläuterungen hinzuzufügen. Ich zeigte auf Seite 356 dieses Bandes, sowie Jahrbuch der Radioaktivität 1, 133, dass die Formel der kinetischen Gastheorie: $\gamma_p/\gamma_v = 1 + \frac{2}{3(1+\beta)}$ für den Fall $\beta = 0$ aussagt, dass bei einem einatomigen Gase die innere Energie des Atoms durch Temperatursteigerung keinen Zuwachs erfährt. Wir werden demnach also anzunehmen haben als Folgerung der kinetischen Theorie, dass der Energieinhalt eines Atom eines einatomigen Gases, z. B. eines Quecksilberatoms im Dampfe dieses Metalls unabhängig von der Temperatur[1]) ist. Dasselbe gilt analog für die innere Energie der Atome der von Ramsay entdeckten Edelgase. Nun haben die Untersuchungen von Ramsay und Soddy über die Bildung von Helium aus Radium es wahrscheinlich gemacht, dass Radiumemanation ebenfalls ein einatomiges Gas ist. Ich habe daher meine Folgerung aus der kinetischen Theorie auf die Atome der Radiumemanation angewandt und zu prüfen versucht. In der Thatsache, dass die Zerfallskonstante der Radiumemanation sich als durchaus unabhängig von der Temperatur ergeben hat, habe ich dann eine Bestätigung meiner Folgerung gesehen.

Hiergegen wendet sich Herr Bucherer und sagt zunächst, dass es ja noch nicht experimentell erwiesen sei, dass der Radiumemanation ebenfalls der Wert von $\gamma_p/\gamma_v = 1{,}666$ zukomme.[2]) Das ist ja nun zweifellos richtig und so ist denn Herr Bucherer der Ansicht, dass möglicherweise die Emanation des Radiums ein einatomiges Gas sein kann, ohne dass die Atomenergie bei demselben unabhängig von der Temperatur zu sein brauchte. Dann würde eben diesem einatomigen Gase ein kleinerer Wert des Verhältnisses γ_p/γ_v zukommen. Der Konstanz der Abklingungskonstanten der Radiumemanation misst Herr Bucherer keine Bedeutung bei und meint, dass zur sicheren Begründung des von mir gezogenen Schlusses nur Versuche über die Wärmeabgabe des Radiums bei verschiedenen Temperaturen dienen könnten.

Ich möchte nun zu zeigen versuchen, dass dem Umstande, dass die Zerfallskonstante der Radiumemanation unabhängig von der Temperatur ist, doch wohl eine grössere Bedeutung beizumessen ist, als Herr Bucherer demselben zugestehen möchte. Dass die Konstante des zeitlichen Zerfalls sich nicht ändern sollte, wenn die innere Energie eines Atoms der Emanation mit der Temperatur sich änderte, ist ausserordentlich unwahrscheinlich, wie eine einfache kinetische Überlegung deutlich zeigt. Wir haben die Atome einer radioaktiven Sub-

1) Nicht Null, wie Herr Bucherer Zeile 5 des zweiten Abschnittes annimmt. Die kinetische Überlegung verlangt nur, dass die Atomenergie eine Konstante sei; nicht, dass diese Konstante den besonderen Wert Null besitzt; ihr Wert kann sogar beliebig gross sein. Die in Zeile 9 desselben Absatzes mir zugeschriebene Annahme, dass etwas Null sei, was erfahrungsgemäss eminent gross ist, habe ich also gar nicht gemacht. Ich habe mich vielmehr an beiden oben citierten Stellen völlig deutlich ausgedrückt.

2) Mit demselben Rechte kann man aber bei jedem neuen einatomigen Gase, solange keine Bestimmung von γ_p/γ_v vorliegt, zweifelhaft sein, ob diesem Quotienten der Wert 1,666 zukommt. Ich würde aber diesen Zweifel in dem besonderen Falle der Radiumemanation durchaus teilen, wenn nicht eben die Thatsache der Invarianz der Abklingungskonstanten dem Schlusse Sicherheit verliehe.

stanz nach dem jetzigen Stande unserer Kenntnisse als metastabile Gebilde zu betrachten, die unter gewissen Umständen zerfallen. Dieser Zerfall erfolgt unter der Einwirkung der im Innern des Atoms aufgespeicherten verhältnismässig ungeheuer grossen Energiemenge. Die Konstante des zeitlichen Zerfalls ist ein Mass der Metastabilität, indem sie anzugeben gestattet, in welcher Zeit etwa die Hälfte einer ursprünglich vorhandenen Anzahl von Atomen zerfällt. Kinetisch betrachtet ist die Abklingungskonstante der Radioaktivität ein Mass für die Wahrscheinlichkeit dafür, dass die Konstellation der Atomenergie eine derartige ist, dass ein Zertrümmern des Atoms erfolgen kann.[1]) Die Wahrscheinlichkeit dafür aber, dass die Energie eines Atoms sich gerade in einer für den Zerfall günstigen Konstellation befindet, ist natürlich im allgemeinen zweifellos abhängig von der Menge der Energie, welche zur Verfügung steht; nimmt diese Energiemenge ab, so werden die zur Zertrümmerung des Atoms führenden Konstellationen seltener werden als bisher und umgekehrt.[2]) Die Geschwindigkeit des Zerfalls oder die Abklingungskonstante der Radioaktivität würde also durch eine Änderung der Atomenergie höchstwahrscheinlich stark beeinflusst werden. Eine Vermutung, wie sie Herr Bucherer zu hegen scheint, dass nämlich auch bei variierender Atomenergie die Konstante des zeitlichen Zerfalls die gleiche bleiben könnte, würde zu sehr gezwungenen Annahmen führen müssen; etwa zu dem Satze, dass die Widerstandsfähigkeit eines Atoms gegen den Zerfall genau proportional mit dem im Atom enthaltenen Energievorrat sein müsste. Eine solche Annahme hat etwas sehr wenig Plausibles, man würde eher geneigt sein zu glauben, dass die Widerstandsfähigkeit gegenüber grösseren Kräften kleiner wäre.

Ich stimme Herrn Bucherer durchaus zu, dass ein Beweis für die Richtigkeit meiner übrigens mit aller Reserve ausgesprochenen Folgerung durch die Messung der von radioaktiven Substanzen ausgesandten Gesamtenergie bei verschiedenen Temperaturen nicht erbracht werden kann, doch glaube ich nicht, zugeben zu dürfen, dass meiner Art der Begründung eine gewisse Beweiskraft abzusprechen ist. Die von Herrn Bucherer geforderte Art der Prüfung der Abhängigkeit der Atomenergie von der Temperatur dürfte übrigens ziemlich schwierig auszuführen sein,

1) Die Angabe Curies, dass die Hälfte einer vorhandenen Emanationsmenge in vier Tagen zerfällt, bedeutet kinetisch: Das Eintreten von Konstellationen der Atomenergie, die zur Zertrümmerung des Atoms führen, besitzt eine solche Wahrscheinlichkeit, dass man dasselbe innerhalb von vier Tagen bei der Hälfte der vorhandenen Atome erwarten kann. (Vergl. P. Curie, diese Zeitschrift **5**, 346, 1904.)

2) Diese Überlegung scheint mir zu zeigen, dass die Abklingungskonstanten doch in einer notwendigen Beziehung zur inneren Energie des Atoms stehen.

falls nur wenige Milligramme Substanz zur Verfügung stehen.

Was die von Herrn Bucherer herangezogenen Resultate über die Durchdringungsfähigkeit von Radiumstrahlen bei verschiedenen Temperaturen betrifft[1]), so glaube ich, dass es sich hier gegenüber den klaren zahlenmässigen Verhältnissen beim Absterben der Emanation um viel zu komplizierte Vorgänge handelt, als dass aus denselben sicherere Schlüsse als aus der Abklingungskonstante gezogen werden könnten. Wünschenswert wäre zweifellos ausser der Durchführung des oben von Herrn Bucherer vorgeschlagenen Versuchs noch eine Ausführung der Bestimmung von γ_p/γ_v für die Radiumemanation, ein Wunsch, dessen Erfüllung allerdings ebenfalls auf sehr grosse Schwierigkeiten stossen dürfte.[2])

1) Die Herr Bucherer übrigens nicht citiert, und auf die ich deshalb auch zur Zeit nicht näher eingehen will.

2) Bei dieser Gelegenheit möchte ich einen durch Druckfehler total entstellten Satz meines ersten Artikels über diesen Gegenstand richtig stellen. Auf Seite 356 dieses Bandes muss die Fussnote lauten: Wenngleich auch die Ansicht Vertreter findet, dass die radioaktiven Stoffe nur als Energietransformatoren fungieren, wie das z. B. bei anderer Gelegenheit für die Strahlung leuchtender Gase angenommen wird.

(Eingegangen 7. Oktober 1904.)

Über das Aktinium.

Von André Debierne.

Von den chemischen Eigenschaften, die ich in meinen ersten Veröffentlichungen über oben genannte radioaktive Substanz angegeben habe, möchte ich hier nur noch erwähnen, dass dieselbe bei der Ausfällung unlöslicher Sulfate und besonders von Baryumsulfat mitgenommen wird, dass sie von Oxalsäure zusammen mit den seltenen Erden ausgefällt wird und dass der von mir bei meinen ersten Veröffentlichungen erhaltene aktivste Bestandteil besonders Thorium enthielt, welches seinem Spektrum nach von Demarçay charakterisiert worden ist. Ich fügte im übrigen hinzu, „dass man nicht sicher sein könnte, dass diese Substanz bei allen ihren Reaktionen neben Thorium auftritt.“ [1])

Die mit grosser Mühe aus den seltenen Erden der Pechblende gewonnene Thoriummenge ist nämlich ausserordentlich klein, und wenn dieses Thorium auch sehr aktiv ist, so enthält es doch nur einen sehr kleinen Bruchteil der in den seltenen Erden enthaltenen Gesamtmenge Aktinium; nach Abscheidung dieses aktiniumhaltigen Thoriums nahm die Aktivität derselben nicht bedeutend ab. Bei weiterer Behandlung stellte man fest, dass die Aktivität sich in den

1) Comptes rendus, 1899 und 1900.

Cerium-Erden konzentriert und dass in diesen nach den von mir angewandten Methoden der Cerium-Bestandteil aktiver ist als der andere aus Lanthan und Didym bestehende Teil.

An diesen Substanzen, deren chemische Zusammensetzung variabel ist, habe ich die radioaktiven Eigenschaften von Aktinium untersucht und bisher keinerlei Erscheinungen wahrnehmen können, welche irgendeinen Unterschied in der Natur der Radioaktivität der verschiedenen Proben darthäte.

Was die Radioaktivität anbelangt, so will ich daran erinnern, dass im Gegensatz zum Radium die Emanation sehr leicht von festen Verbindungen ausgesandt wird, und dass die von ihr hervorgerufene Ionisation bedeutend grösser als bei der Strahlung des festen Körpers ist.[1]) Dieselbe ruft natürlich die Phosphoreszenz verschiedener Substanzen hervor, und besonders die von Zinksulfid; wie bei der Radiumemanation kann man dann an dieser die von Crookes entdeckte Szintillationserscheinung beobachten. Schliesslich ist das Abnahmegesetz für die Emanation dadurch charakterisiert, dass die Abnahme auf den halben Wert in 4 Sek. eintritt, während bei der induzierten Radioaktivität die Abnahme auf den halben Wert 40 Min.[2]) beansprucht. Diese Zeitkonstanten sind bei Aktinium charakteristische Zahlen, vergleichbar mit den Perioden der Spektrallinien, welche gewöhnliche chemische Elemente kennzeichnen.

Einige Jahre nach meinen ersten Veröffentlichungen über das Aktinium hat Herr Giesel das Vorhandensein einer von ihm zunächst mit dem Namen „Emanationskörper“ bezeichneten radioaktiven Substanz angekündigt, die er neuerdings „Emanium“ genannt hat. Die von Herrn Giesel angegebenen hauptsächlichen Eigenschaften sind die folgenden[3]): Die radioaktive Masse wurde von radiumhaltigem Baryumsulfat mitgenommen und aus Pechblende gewonnen; sie fällt mit Oxalsäure zusammen mit seltenen Erden aus, und die von Herrn Runge und Precht angestellte spektroskopische Untersuchung hat gezeigt, dass das aktivste Präparat von Herrn Giesel besonders Lanthan und etwas Cerium enthielt. Als feste Verbindung giebt diese Substanz auch grosse Mengen Emanation ab, welche die Phosphoreszenz und das Scintillieren von Zinksulfid hervorrufen. Herr Giesel hat für diese Emanation noch keine Konstanten angegeben, aber gewisse, von Herrn Goldstein über den Einfluss des Vakuums festgestellte Resultate sind mit den von mir bei früherer Gelegenheit über Aktinium[4]) veröffentlichten

1) Comptes rendus, 1903.
2) Comptes rendus, 1904.
3) Berichte, 1904.
4) Comptes rendus, 1903.

identisch. Schliesslich hat Herr Giesel mit seiner Substanz dieselben Aktivierungswirkungen an Baryumsalzen festgestellt, wie ich sie früher mit Aktinium[1]) erzielt habe.

Die auffälligen Analogien zwischen der Gieselschen Substanz und Aktinium hatten mich gleich bei den ersten Veröffentlichungen Herrn Giesels zu der Annahme geführt, dass zwischen beiden Substanzen Identität bestehe. Es ist diese Meinung, welche von Herrn Rutherford in seinem Buche über die „Radioaktivität“ angenommen ist. Schliesslich haben Herr und Frau Curie, Herr Giesel und ich bei Herrn Giesels kürzlicher Anwesenheit in Paris einige vergleichende Beobachtungen über die charakteristischen Phosphoreszenz-Erscheinungen machen können, die von der Emanation beider Präparate hervorgerufen werden; die erzielten Ergebnisse waren in beiden Fällen identisch.

Diese Identität ist kürzlich noch durch eine Arbeit von Fräulein Brooks über induzierte Radioaktivität[2]) bestätigt worden. Die Verfasserin hat für die Zeitkonstante der Abnahme der von einer Gieselschen Substanz hervorgerufenen induzierten Radioaktivität dieselbe Zahl gefunden, die ich für Aktinium angegeben hatte; hieraus schliesst sie auf Identität der beiden Substanzen.

Es steht daher ganz ausser Zweifel, dass das Gieselsche aktive Lanthan dieselbe radioaktive Substanz enthält, wie das von mir früher dargestellte aktive Thorium. Ich habe auch mit den sehr aktiven Präparaten, die ich zur Zeit besitze, leicht mindestens ebenso intensive Phosphoreszenzwirkungen erzielen können, wie sie Herr Giesel in seinen letzten Mitteilungen angiebt.

Der Name Aktinium ist daher ausschliesslich zur Bezeichnung dieser radioaktiven Substanz anzuwenden, und alle über den „Emanationskörper“ und das „Emanium“ veröffentlichten Arbeiten beziehen sich auf das radioaktive Element Aktinium.

Man sieht leicht ein, dass die Unterschiede in der Natur der das Aktinium begleitenden Elemente daher rühren, dass dieses in sehr kleiner Menge vorhanden ist. Ferner wirkt dabei mit die grosse Ähnlichkeit der chemischen Eigenschaften von Thorium und den verschiedenen seltenen Erden, und schliesslich auch die Unterschiede der angewandten Konzentrationsverfahren.

So kann z. B. fraktionierte Krystallisation des Bestandteils Lanthan-Didym ein dem von Herrn Giesel angegebenen entgegengesetztes Resultat liefern. Herr G. Urbain, der kürzlich wichtige Fraktionsverfahren in der Serie der

1) Comptes rendus, 1900.
2) Philosophical Magazine 1904.

seltenen Erden entdeckt hat, war so gut, in seinem Laboratorium ein Fraktionieren durch Krystallisation des Mangan-Doppelnitrats der von mir gelieferten aktiven Erden der Pechblende auszuführen. Nach ungefähr 1500 maligem Umkrystallisieren schieden sich die verschiedenen Körper Lanthan, Praseodym, Neodym und Samarium in der angegebenen Reihenfolge ab, und während die am wenigsten löslichen Lanthanbestandteile fast vollständig inaktiv sind, zeigten sich die löslichen Bestandteile Neodymsamarium äusserst aktiv. Man kann auf diese Weise eine Konzentration der Aktivität mit Neodym und Samarium erzielen. Mit Sicherheit wird man die chemischen Eigenschaften von Aktinium erst dann feststellen können, wenn man dasselbe in nennenswerter Menge in reinem Zustande erhalten haben wird.

Das Krystallisieren der Doppelnitrate scheint für die Konzentration von Aktinium gute Resultate zu liefern. Ich habe in Gemeinschaft mit Herrn Urbain eine Fraktionierungsreihe der verschiedenen Aktinium enthaltenden Bestandteile festgestellt, deren Ergebnisse wir demnächst zu veröffentlichen gedenken.

Physikalisch-Chemisches Laboratorium der Sorbonne, Paris.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 30. September 1904.)

Über das normale elektrische Feld der Erde.

Von George C. Simpson.

1. Herr Prof. Ebert sagt in seiner Erwiderung auf meine Kritik seiner Theorie (diese Zeitschrift **5**, 500, 1904): „Wenn sich Herr Simpson der kleinen Mühe unterziehen wollte, dieselben (Versuche) zu wiederholen" etc. Wenn ich es auch aufrichtig bedauere, so macht es mir doch meine augenblickliche Thätigkeit unmöglich, seinen Rat zu befolgen; ich fühle aber die Notwendigkeit, die einmal begonnene Kontroverse fortzusetzen, zunächst da ich zu Prof. Eberts Erwiderung das eine oder andere bemerken muss, und zweitens, weil Prof. Eberts Versuche und Zahlenwerte an und für sich schon dazu ausreichen, darauf eine sehr interessante Untersuchung aufzubauen.

Der neue von Herrn Prof. Ebert beschriebene Versuch, bei dem ein mit radioaktiver Erde gefülltes Glasgefäss an Stelle des früher verwandten porösen Gefässes mit darin enthaltenem radioaktiven Präparat tritt, stellt einen bedeutenden Fortschritt dar, sodass ich die in meiner früheren Kritik erhobenen Einwände freilich auf denselben nicht anwenden kann. Es muss zugestanden werden, dass Prof. Ebert mit seinen neuen Versuchen die Wirklichkeit des physikalischen Prozesses bewiesen hat, auf dem er seine Theorie aufbaut; nichtsdestoweniger beweisen sie nicht, dass mein Einwand gegen den früheren Versuch mit dem Toncylinder unbegründet war; auch hat Herr L. N. Endröss nicht „gerade den Punkt eingehender studiert, auf den Herr Simpson am Schluss seiner Bemerkung 3 hinweist". Ich wandte gegen die Dünne der porösen Wände des Toncylinders ein, dass die Versuche des Herrn Endröss sich auf eine poröse Scheidewand beziehen, deren Substanz selbst radioaktiv ist, was eine grundverschiedene Sache ist.

2. Mir war die bekannte Thatsache durchaus nicht fremd, dass der Potentialgradient mit der Höhe über der Erdoberfläche abnimmt; aber ich hätte mich vielleicht besser ausdrücken sollen. Anstatt zu sagen: „an einem normalen Tage kann man annehmen, dass der Potentialgradient 100 Volt pro Meter beträgt, und sich bis zu einer grösseren Höhe als 1000 Meter erstreckt," hätte ich sagen sollen: „an einem normalen Tage kann man annehmen, dass der Potentialgradient sich bis zu einer grösseren Höhe als 1000 Meter erstreckt, und dass sein Mittelwert zwischen der Erde und der Höhe von 1000 Meter für das ganze Jahr zu ungefähr 100 Volt pro Meter anzunehmen ist," was meiner Meinung nach eine korrekte Behauptung ist.

Um den Potentialgradienten zu erhalten, sagte ich, wäre ein senkrechter Luftstrom von 1 cm/Sek. notwendig, und ein solcher Luftstrom wäre nur über einem sehr kleinen Teile der Erdoberfläche vorhanden. Hiergegen wendet Herr Prof. Ebert folgendes ein: Da die Frage, ob der atmosphärische Kreislauf zur Erzeugung des normalen elektrischen Erdfeldes ausreicht, wenn eine Trennung von Elektrizität an der Erdoberfläche stattfindet, überaus wichtig ist (sie bezieht sich nämlich auch auf andere Theorien als die Prof. Ebertsche und im besonderen auf die von Elster und Geitel), so verdient sie eine äusserst sorgfältige Betrachtung. Prof. Ebert behauptet, dass ein senkrechter Luftstrom von mehr als 1 cm/Sek. „bei Schönwetterperioden im Sommer stattfindet", was durchaus zutreffend ist; das normale Feld der Erde ist jedoch nicht eine Erscheinung, die nur bei schönem Wetter im Sommer auftritt, sondern es ist dies eine im ganzen Jahre zu beobachtende Thatsache, und wenn man den senkrechten Strom in Erwägung zieht, von dem die Erscheinung herrühren kann, so muss man nicht nur die des Sommers, sondern die des ganzen Jahres in Betracht ziehen. Aufsteigende Ströme lassen sich in zwei Klassen einteilen: 1. Die von der lokalen Erwärmung der Erdoberfläche herrührenden und 2. diejenigen,

welche Cyklone zu begleiten pflegen. Die zu der ersten Klasse gehörenden können sehr bedeutende Geschwindigkeiten erreichen, und sind, wie Dr. Gerdien gezeigt hat, ohne Zweifel die Ursache der Gewitter; wenn man jedoch das ganze Jahr in Betracht zieht, so kommen sie nur selten vor. Die wichtigsten sind die der zweiten Klasse, und ganz offenbar meint Dr. Gerdien diese letzteren, wenn er sagt: „als untere Grenze der Vertikalkomponente der Geschwindigkeit ausgedehnter aufsteigender Luftströme kann man etwa 0,1 m/Sek. annehmen", wobei ganz offenbar „untere Grenze" ein Druckfehler für „obere Grenze" ist. Dem ganzen Inhalte nach ist dies zweifellos so; auch kann ja die „untere Grenze" der Geschwindigkeit eines aufsteigenden Stromes nur 0 sein. Wir wissen nach wirklichen Messungen sehr wenig über die Grösse der aufsteigenden Luftströme in Cyklonen. In dem Werke von Sprung (Meteorologie S. 149) wurde für den aufsteigenden Strom der Wert 1 cm/Sek. in einer Höhe von 100 Meter und 10 cm/Sek. in einer Höhe von 1000 Meter (was mit den Dr. Gerdienschen Zahlen übereinstimmt) für einen Cyklon berechnet, der einen Wind von der Geschwindigkeit 26 Meter pro Sek. (d. h. einen Sturm) an der Oberfläche hervorrief. Wenn man die Anzahl solcher Cyklone auf der Erde in einem beliebigen gegebenen Augenblick und den Umstand in Betracht zieht, dass der Natur der Sache zufolge ein aufsteigender Luftstrom zu irgendeiner Zeit nur auf der halben Erdkugel vorhanden sein kann, so ist mein Zweifel in Bezug auf die Fähigkeit des atmosphärischen Kreislaufes, allein schon das normale Feld der Erde zu erhalten, meines Erachtens gerechtfertigt.

3. Wie ich oben festgestellt habe, kann es keinem Zweifel unterliegen, dass der Prozess, auf welchem Prof. Ebert seine Theorie aufbaut, in der Natur wirklich in die Erscheinung tritt, so dass die einzige noch übrig bleibende Frage die folgende ist: ist dieser Prozess quantitativ ausreichend, um das normale Erdfeld zu erklären? Prof. Ebert behauptet, dass dem so ist (Met. Zeit. 1904, S. 201), und giebt Zahlen an, um dies zu beweisen; er zeigt, dass „pro cm^3 und Tag im Erdboden 29400 elektrostatische Einheiten in Form von Ionenladungen freigemacht werden, d. i. aber ca. das 753fache von dem, was in dieser Zeit pro m^2 zur Aufrechterhaltung der negativen Oberflächenladung nach dem oben gegebenen Überschlage benötigt wird." Was hat es jedoch zu bedeuten, wieviel Ionen sich im Erdboden befinden, wenn sie nicht austreten können? Anstatt die im Erdboden erzeugten Ionen zu betrachten, ist es sicher vorzuziehen, nur diejenigen in Betracht zu ziehen, welche an der Oberfläche auftreten können. Im folgenden will ich einen Versuch machen, den täglichen Minimal-Barometerabfall zu berechnen, welcher nach Prof. Eberts Theorie zum Ersetzen der an der Erdoberfläche zerstreuten Elektrizität erforderlich sein würde.

Wenn wir die Zahlen benutzen, die Prof. Ebert in der Meteor. Zeitschrift giebt (1904, S. 212), so finden wir, dass $\frac{2,7 \times 60}{100}$ e. s. Einheiten negativer Elektrizität pro Stunde an jedem Quadratmeter der Erdoberfläche zerstreut werden. Er fand auch durch direkte Versuche, dass die „Emanation im Erdboden" ca. 30—70 mal wirksamer ist, als die in der freien Atmosphäre vorhandene ionisierende Ursache. Nach anderen Messungen Prof. Eberts wissen wir, dass ungefähr eine elektrostatische Einheit freier Elektrizität beider Vorzeichen sich in jedem cbm. atmosphärischer Luft befindet; wenn wir daher die grössere oben angegebene Zahl (70) benutzen und annehmen, dass jeder Kubikmeter Luft im Erdboden 70 elektrostatische Einheiten freier positiver und negativer Elektrizität enthält, so machen wir sicher einen bedeutend zu hohen Anschlag, da wir dann die beträchtliche Wiedervereinigung vernachlässigen, welche in so bedeutend ionisierter Luft stattfinden würde, und auch die Absorption an den Wänden der unterirdischen Kapillaren nicht in Betracht ziehen. Um daher die von einem Quadratmeter Oberfläche verlorene Elektrizität zu ersetzen, muss $\frac{7,2 \times 60}{100 \times 70}$ cbm Luft von dem Erdboden hindurchgehen, wenn alle positive Elektrizität austritt und alle negative zurückbleibt.[1]) Diese Luft muss von dem Erdboden unmittelbar unterhalb des betreffenden Quadratmeters herrühren; die Luft unterhalb desselben ist jedoch keine unbegrenzte Grösse. Wenn wir erwägen, wie schnell man beim Graben im Erdboden auf Wasser oder auf festen Stein auftrifft, können wir keinen grossen Fehler begehen, wenn wir die Luft unterhalb einer Tiefe von 50 Metern vernachlässigen. Die Luft, deren Ausdehnung bei fallendem Barometer den Durchgang von Luft aus dem Erdboden durch unseren Quadratmeter Oberfläche veranlasst, ist daher in einem Prisma enthalten, dessen Querschnitt ein Quadratmeter beträgt, und das 50 Meter tief ist. Wenn man annimmt, dass der Erdboden vollständig aus Sand besteht, der 0,5

1) Dies giebt natürlich nur eine untere Grenze für die nötige Luftmenge an. Da die an der Oberfläche auftretende Elektrizität die Differenz zwischen den Mengen positiver und negativer Ionen darstellt, welche aus dem Erdboden austreten, so ist die Zahl, die im Text angegeben ist, offenbar bedeutend zu klein; nach meiner Schätzung ist sie 100 bis 1000 mal zu klein.

des Prismenvolumens einnimmt, so ist das Luftvolumen 25 cbm.

Nun haben wir gefunden, dass ein Luftvolumen $V = 25$ cbm sich pro Stunde um $d\,v = \frac{2,7 \times 60}{100 \times 70}$ cbm unter dem Einfluss eines Barometerfalls ausdehnen muss, um die an der Oberfläche notwendige Elektrizität zu liefern; d. h. wenn B die Barometerhöhe und $d\,B$ der stündliche Fall des Barometers bedeutet, so haben wir $\frac{dB}{B} = \frac{dV}{V}$ oder $\frac{dB}{760} = \frac{7,2 \times 60}{100 \times 70 \times 25}$ d. h. $dB = 0,7$ mm.

Mit anderen Worten, das Barometer muss im Durchschnitt $0,7 \times 24$, d. h. fast 17 mm. pro Tag fallen, um die nötige Elektrizität zu liefern. Diese Zahl, bei der die zu Grunde liegende Annahme zu bedenken ist, zeigt, wie ungenügend der Prof. Ebertsche Prozess zur Lieferung der an der Erdoberfläche erforderlichen Elektrizität ist, welche die durch Zerstreuung verlorene kompensieren soll. Man wird auf diese Weise zu der Schlussfolgerung gedrängt, dass der von Prof. Ebert beschriebene Prozess in der Natur zwar stattfindet, jedoch nicht die Ursache des normalen elektrischen Erdfeldes darstellt.

Karasjok, den 2. September 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz).

(Eingegangen 15. September 1904.)

Über die Wirkung einiger elektropositiver Metalle auf Jodkalium.

Von Franz Streintz.

Vor kurzem wurden in dieser Zeitschrift von den Herren J. Blaas und P. Czermak[1]) Beobachtungen über auffallende, durch die photographische Platte erkennbare Erscheinungen mitgeteilt.

Insbesondere hat Herr Czermak das Verhalten verschiedener Metalle zur photographischen Platte und zu Jodkaliumstärkepapier untersucht. Dabei ergab sich die interessante Thatsache, dass sowohl blankes als amalgamiertes Zink imstande ist, eine in der Nähe befindliche photographische Platte zu schwärzen, wenn es ungefähr 24 Stunden auf sie eingewirkt hatte. Wurde eine Zinkplatte mit verdünnter Glyzerinlösung überzogen und darauf mit einer Schicht von Russ bedeckt, dann trat die Wirkung ganz besonders kräftig hervor, sowohl auf der Platte als auch auf einem mit Jodkaliumstärke getränkten Papiere.

Die anderen von Czermak untersuchten Metalle, und zwar Aluminium, Zinn und „Messing" riefen keine Veränderung hervor.

Zur Erklärung der Erscheinung nimmt Czermak an, dass Zink Ozon okkludiert enthalte, ferner, dass sich bei Anwesenheit von Feuchtigkeit auch Wasserstoffsuperoxyd an der Oberfläche des Metalles bilde. Damit mögen wohl gleichfalls von Blaas und Czermak beobachtete Erscheinungen erklärt werden an Stoffen, die auf die photographische Platte nur dann einwirken, wenn sie dem Sonnenlichte ausgesetzt worden waren. Von Zink wird aber angegeben, dass die Einwirkung auf die Platte „spontan" erfolgt sei, d. h. ohne dass das Metall vorher belichtet wurde.

Die Wirkungen von besonntem Papier und von blankem Zink auf die photographische Platte scheinen nach den Versuchen von Blaas und Czermak recht ähnlich zu sein, die Ursachen der Erscheinungen halte ich für völlig verschieden. Es liegt nahe, in dem von Nernst mit so grossem Erfolge in die Elektrochemie eingeführten elektrolytischen Lösungsdrucke den Urheber der Erscheinung am Zink zu vermuten. Durch den Lösungsdruck werden positive Ionen in die Umgebung des Metalles entsendet, die ionisierend auf das Silbersalz der photographischen Platte oder auf die Jodkaliumlösung des Papieres wirken. Die Wirkung wird um so kräftiger eintreten, je grösser der Lösungsdruck des Metalles oder mit anderen Worten, je elektropositiver das betreffende Metall ist. Zur Prüfung dieser Vermutung sind also Metalle heranzuziehen, deren Lösungsdruck grösser ist als der von Zink. Es sind dies Kalium, Natrium und Magnesium. Kalium und Natrium überziehen sich an feuchter Luft augenblicklich mit einer dichten Schicht von Hydroxyd. Es müssen daher Versuche mit diesen Metallen in einem Raume erfolgen, der nur äusserst geringe Spuren von Feuchtigkeit enthält. Ein solcher Raum steht mir hier nicht zur Verfügung. Mit Magnesium jedoch fand ich sehr schöne Ergebnisse. In ein Blech aus diesem Metalle wurde mittels eines Federmessers die Jahreszahl in Spiegelschrift eingekratzt. Das Blech wurde hierauf mit der Schriftseite nach unten auf trocknes Jodkaliumstärkepapier gelegt. Schon nach wenigen Minuten war die Zahl braun auf weissem Grunde vollständig klar auf dem Papiere ersichtlich.[1]) Bei einem in gleicher Weise behandelten Zinkbleche erforderte es zwei bis drei Stunden, bis die Schrift ebenso klar zu Tage trat. In beiden Fällen

1) J. Blaas u. P. Czermak, diese Zeitschr. 5, 363, 1904.

1) Die im Papiere enthaltene Stärke scheint keine Rolle zu spielen, da der Versuch in ganz gleicher Weise gelingt mit Filterpapier, das mit einer wässrigen Lösung von Jodkalium getränkt und dann getrocknet wurde. Das braune, am Stärkepapier erzeugte Bild schlägt in Violett um, sobald jenes befeuchtet wird.

heben sich auch die Grenzen des Bleches vom Papiere deutlich ab. Auch Kadmium, das bereits einen bedeutend niedrigeren Lösungsdruck besitzt wie Zink, gab nach vier bis fünf Stunden ziemlich gut erkennbare Abdrucke.

Nun besitzt nach Ostwald Aluminium in seiner Sulfatlösung einen grösseren Lösungsdruck als Kadmium in den gleichen Verhältnissen. Nach der aufgestellten Hypothese müsste also Aluminium gleichfalls auf Jodkalium einwirken. Im Gegensatze zu den Beobachtungen von Blaas und Czermak zeigte es sich auch, dass sich vollkommen blankes Aluminium in der überraschend kurzen Zeit von wenigen Minuten sehr gut abbildete. Wird ein frisch polierter Ring aus diesem Metalle auf schmale Streifen von Glimmer derart aufgelegt, dass zwischen ihm und dem Papiere eine Luftschicht entsteht, dann erhält man nur an den Stellen, wo der Ring nicht auf dem Glimmer aufliegt, seine Stücke abgebildet. Durch Glimmer geht also die Wirkung nicht hindurch. Auch durch Glas und durch dünne Metallschichten, z. B. Stanniol, entstehen keine Bilder, wohl aber durch gewöhnliches Papier. Mit der Entfernung der Metallfläche vom Papier nimmt die Wirkung sehr stark ab. Das Bild des Ringes verbreitert sich mit der Entfernung, wovon man sich leicht mit einem Zirkel überzeugen kann, die Ränder des Ringes werden unscharf. Die Erscheinung würde demnach, wie nach der Hypothese zu erwarten stand, den Charakter einer Strahlung besitzen.

Verschiebt man den Ring, nachdem er bereits einen Abdruck hervorgerufen hat, auf dem Jodkalium-Papier, ohne ihn von neuem zu polieren, dann erhält man nach einer Reihe von Minuten abermals ein Bild, das aber bedeutend schwächer ist wie das erste. Zuweilen gelingt bei weiterem Verschieben noch ein drittes schwaches Bild. Die Feuchtigkeit der Luft scheint die zur Erzeugung eines Bildes erforderliche Expositionszeit wesentlich zu beeinflussen.

Magnalium, die bekannte Machsche Legierung aus Magnesium und Aluminium, übertrifft in seiner Wirkung das Aluminium bedeutend. Für Vorlesungsversuche ist es daher neben Magnesium in erster Linie zu empfehlen.[1])

Eisen, Zinn, Blei, Nickel, Kupfer, Quecksilber, Silber, Gold und Platin verhalten sich zu Jodkalium vollkommen passiv.

Wenn man auf nicht blankem Magnesium und Zink Zeichnungen mit Graphit ausführt, so bilden sie sich vollkommen scharf auf dem Papiere ab. Wird hingegen das Zinkblech mit Strichen aus Magnesium versehen, das Magnesiumblech mit Strichen aus Zink, dann bleibt die Wirkung aus.

Es steht zu vermuten, dass die Grösse des Abstandes zweier Metalle in der Spannungsreihe für die Zeit, in der die Abbildung des elektronegativen Bestandteiles erfolgt, massgebend ist. Die „Elemente" Magnesium oder Zink, Wasserhaut, Graphit, sowie das von Czermak angewendete: Zink, wässerige Glyzerinlösung, Kohle besitzen eine hohe elektromotorische Kraft, während die Kombinationen aus Magnesium und Zink nur eine verhältnismässig geringe aufweisen.

Die wenigen mitgeteilten Versuche bitte ich als orientierende anzusehen. Im physikalischen Institute wird sich Gelegenheit finden, die Versuche nach verschiedenen Richtungen fortzusetzen und zu erproben, ob die ausgesprochene Vermutung nach dem Grunde der Erscheinungen auch standhalten wird.

Millstatt a. See, Mitte September 1904.

(Eingegangen 19. September 1904.)

1) Wie ich nachträglich gefunden habe, genügen 20 Sekunden Berührung eines Rohres aus Magnalium mit dem Jodkaliumpapiere, um einen bemerkbaren Jodring hervorzurufen.

Wärmeleitung in Gasgemischen.

Von Alexandra Wassiljewa.

(Mitteilung aus dem Institut für physikalische Chemie der Universität Göttingen.)

1. Theorie der Wärmeleitung in Anwendung auf Gasgemische.

Die kinetische Gastheorie liefert für die Wärmeleitung des Gases eine Formel, die folgende Form hat:

$$\Gamma = \frac{\varkappa R \varrho \bar{c} \lambda}{(\gamma - 1) M} \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \tag{1}$$

Der Koeffizient von $\frac{\partial T}{\partial z}$ ist das, was man Wärmeleitungsfähigkeit L des Gases nennt.[1]) Darin bedeutet ϱ die Gasdichte, $\bar{c}$ die mittlere Geschwindigkeit und λ die mittlere Weglänge eines Moleküls, M das Molekulargewicht des Gases, $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, wo c_p und c_v die auf die Masseneinheit bezogenen spezifischen Wärmen bei konstantem Volumen und konstantem Druck sind, R die allgemeine Gaskonstante und $\varkappa$ einen Proportionalitätsfaktor. Da ferner $\varkappa \varrho \bar{c} \lambda = R$ den Reibungskoeffizient des Gases bedeutet und $\frac{R}{M} = c_v(\gamma - 1)$ ist, so wird der Ausdruck für L leicht auf die übliche Form

$$L = c_v R \tag{2}$$

gebracht (ausgedrückt in willkürlichem Wärme-

1) Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie 1, 87.

mass). Das ist die bekannte Beziehung zwischen dem Wärmeleitungskoeffizienten, der spezifischen Wärme bei konstantem Volumen und dem Reibungskoeffizienten des Gases.

Haben wir statt eines Gases ein Gemisch aus zwei Bestandteilen, so werden an dem Transport der Wärme beide Molekülarten teilnehmen, so dass wir die in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit vom Gasgemisch transportierte Wärmemenge aus zwei Teilen bestehend denken können: aus der Wärmemenge, die durch die erste und aus derjenigen, die durch die zweite Molekülart transportiert wird. Bezeichnen wir diese Wärmemenge ganz allgemein durch

$$\Gamma = L \cdot \frac{\partial T}{\partial z},$$

wo L jetzt den Wärmeleitungskoeffizient des Gemisches bedeutet, so besteht die Aufgabe darin, diesen Koeffizienten in die beiden Bestandteile zu zerlegen, von denen jeder sich auf das einzelne Gas bezieht.

Um den Gang der Betrachtungen verständlich zu machen, kehren wir zuerst wieder zu dem Fall eines einzigen Gases zurück und nehmen an, wir hätten in der Volumeneinheit n Mol. dieses Gases, die wir uns aus n_1 und n_2 Mol. bestehend denken, so dass $n = n_1 + n_2$ ist. Dann können wir offenbar den Wärmeleitungskoeffizienten L in solche zwei Teile zerlegen:

$$L = \frac{n_1}{n_1 + n_2} \frac{\varkappa \varrho_1 \bar{c}_1 \lambda_1}{(\gamma_1 - 1) M_1} + \frac{n_2}{n_1 + n_2} \frac{\varkappa \varrho_1 \bar{c}_1 \lambda_1}{(\gamma_1 - 1) M_1} \quad (3)$$

Hier haben alle Grössen dieselbe Bedeutung, wie in der Formel (1) und beziehen sich auf das allein vorhandene Gas. Lassen wir jetzt die Temperatur und den Druck des Gases unverändert und denken uns die n_2 Mol. durch dieselbe Zahl einer anderen Molekülart ersetzt; dadurch ändert sich der Ausdruck (3) in der Weise, dass in dem zweiten Glied an Stelle von ϱ_1, $\bar{c}_1$, γ_1, M_1 die entsprechenden Grössen ϱ_2, $\bar{c}_2$, γ_2, M_2 für das zweite Gas treten; im ersten Glied bleiben sie unverändert. Anders ist es mit der mittleren freien Weglänge des Moleküls. Diese Grösse hängt, wie bekannt, von der Häufigkeit, mit der die Zusammenstösse dieses Moleküls mit den übrigen erfolgen, ab; für die Häufigkeit der Zusammenstösse aber ist der Durchmesser der einen und der anderen Molekülart massgebend. Wird also zu dem ersten Gas ein zweites beigemischt, so wird dadurch die mittlere freie Weglänge der beiden Gase verändert. Bezeichnen wir diese durch gegenseitige Anwesenheit zweier Molekülarten veränderten mittleren Weglängen λ_1' und λ_2', so geht (3) im Fall eines Gemisches in folgenden Ausdruck über:

$$L = \frac{n_1}{n_1 + n_2} \frac{\varkappa R \varrho_1 \bar{c}_1 \lambda'_1}{(\gamma_1 - 1) M_1} + \frac{n_2}{n_1 + n_2} \frac{\varkappa R \varrho_2 \bar{c}_2 \lambda'_2}{(\gamma_2 - 1) M_2} \quad (4)$$

Für λ_1' benutzen wir den von Boltzmann[1]) angegebenen Ausdruck:

$$\lambda'_1 = \frac{1}{\pi\left(s_1^2 n_1 \sqrt{2} + \sigma^2 n_2 \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_2}}\right)}$$

und dem entsprechend

$$\lambda'_2 = \frac{1}{\pi\left(s_2^2 n_2 \sqrt{2} + \sigma^2 n_1 \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_1}}\right)}.$$

Darin bedeuten: n_1 und n_2 die Zahlen der beiden Molekülarten in der Volumeneinheit; m_1 und m_2 die Massen der Moleküle; s_1 und s_2 ihre mittleren Durchmesser; der Grösse σ ist die Bedeutung $\sigma = \frac{s_1 + s_2}{2}$ zuzuschreiben; das zweite Glied im Nenner des obigen Ausdruckes entsteht also durch die Zusammenstösse der einen Molekülart mit der anderen, das erste Glied durch die Zusammenstösse gleichartiger Moleküle untereinander; im Fall eines Gases geht der Ausdruck in $\lambda = \frac{1}{\pi s^2 n \sqrt{2}}$ über. Nehmen wir ferner in Betracht, dass

$$\varkappa \varrho_1 \bar{c}_1 \lambda_1 = \Re_1 \quad \text{und} \quad \varkappa \varrho_2 c_2 \lambda_2 = \Re_2$$

ist, wo $\lambda_1 = \frac{1}{\pi s_1^2 n \sqrt{2}}$ und $\lambda_2 = \frac{1}{\pi s_2^2 n \sqrt{2}}$ die mittleren freien Weglängen, $\Re_1$ und $\Re_2$ die Reibungskoeffizienten der beiden einzelnen Gase sind, so bekommen wir

$$\varkappa \varrho_1 \bar{c}_1 \lambda'_1 = \frac{\lambda'_1}{\lambda_1} \Re_1$$

und

$$\varkappa \varrho_2 \bar{c}_2 \lambda'_2 = \frac{\lambda'_2}{\lambda_2} \Re_2$$

und, für λ_1, λ_2, λ_1', λ_2' ihre Ausdrücke eingesetzt:

$$\frac{\lambda'_1}{\lambda_1} = \frac{\pi s_1^2 n \sqrt{2}}{\pi\left(s_1^2 n_1 \sqrt{2} + \sigma^2 n_2 \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_2}}\right)}$$

$$= \frac{n}{n_1} \cdot \frac{1}{1 + \frac{n_2}{n_1} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sigma}{s_1}\right)^2 \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_2}}},$$

$$\frac{\lambda'_2}{\lambda_2} = \frac{\pi s_2 n \sqrt{2}}{\pi\left(s_2^2 n_2 \sqrt{2} + \sigma^2 n_1 \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_1}}\right)}$$

$$= \frac{n}{n_2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{n_1}{n_2} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sigma}{s_2}\right)^2 \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_1}}}.$$

1) ibid., S. 70. Unter etwas verschiedenen Annahmen haben Clausius und Maxwell für die mittlere freie Weglänge des Moleküls Formeln angegeben, die sich voneinander ein wenig unterscheiden. Ich benutze hier die von Boltzmann angeführte Maxwellsche, da sie erstens unter allgemeineren Ansätzen abgeleitet ist, zweitens weil sie mit den Beobachtungen viel besser stimmt, als die Clausiussche.

Bezeichnen wir die für alle Mischungsverhältnisse konstanten Grössen

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sigma}{s_1}\right)^2 \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_2}} = A,$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sigma}{s_2}\right)^2 \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_1}} = B,$$

so werden wir haben:

$$\varkappa \varrho_1 \bar{c}_1 \lambda'_1 = \frac{n}{n_1} \frac{R_1}{1 + \frac{n_2}{n_1} A},$$

$$\varkappa \varrho_2 \bar{c}_2 \lambda'_2 = \frac{n}{n_2} \frac{\Re_2}{1 + \frac{n_1}{n_2} B}.$$

Tragen wir jetzt diese Ausdrücke in (4) hinein und berücksichtigen, dass $n = n_1 + n_2$ und $\frac{R}{M_1} = c_{1v}(\gamma_1 - 1)$, $\frac{R}{M_2} = c_{2v}(\gamma_2 - 1)$ ist, so nimmt (4) die Form an:

$$L = \frac{c_{1v}\Re_1}{1 + \frac{n_2}{n_1} A} + \frac{c_{2v}\Re_2}{1 + \frac{n_1}{n_2} B}.$$

Da aber $\frac{n_1}{n_2} = \frac{p_1}{p_2}$ ist, wo p_1 und p_2 die Partialdrucke der beiden Gase in der Mischung sind und da die Beziehungen

$$L_1 = c_{1v}\Re_1, \quad L_2 = c_{2v}\Re_2$$

bestehen, wo L_1 und L_2 die Wärmeleitungskoeffizienten der beiden einzelnen Gase bedeuten, so bekommen wir den Wärmeleitungskoeffizient der Gasmischung schliesslich in der Form:

$$L = \frac{L_1}{1 + \frac{p_2}{p_1} A} + \frac{L_2}{1 + \frac{p_1}{p_2} B}. \tag{5}$$

Die abgeleitete Formel lässt folgenden Schluss machen: im Fall $A = B = 1$, d. h. wenn die mittlere Weglänge der Moleküle durch die Anwesenheit eines zweiten Gases nicht beeinflusst wäre, hätten wir einfach:

$$L = \frac{p_1}{p_1 + p_2} L_1 + \frac{p_2}{p_1 + p_2} L_2,$$

d. h. der Wärmeleitungskoeffizient eines Gemisches würde sich aus den beiden Wärmeleitungskoeffizienten der Bestandteile einfach nach dem Verhältnis der Partialdrucke berechnen lassen; da aber im allgemeinen A und B von 1 verschieden sind, so muss die Grösse L von dem arithmetischen Mittel aus L_1 und L_2 sich unterscheiden: je nach dem A und B grösser oder kleiner als 1 sind, wird der Wärmeleitungskoeffizient des Gemisches eine Erhöhung oder Erniedrigung gegen das arithmetische Mittel aus L_1 und L_2 zeigen.

Gehen wir gleich zur Berechnung der Grössen A und B für den Spezialfall Wasserstoff-Sauerstoff Mischungen über, da gerade diese Mischungen von mir experimentell untersucht sind. In diesem Fall, unter Berücksichtigung, dass $\frac{m_1}{m_2} = \frac{1}{16}$ und $\sigma = \frac{s_1 + s_2}{2}$ ist, bekommen wir:

$$A = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{s_1 + s_2}{2 s_1}\right)^2 \sqrt{\frac{17}{16}},$$

$$B = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{s_1 + s_2}{2 s_2}\right)^2 \sqrt{17},$$

folglich $A = \frac{1}{4}\left(\frac{s_2}{s_1}\right)^2 B$. Das Verhältnis $\frac{s_2}{s_1}$ kann aus dem Verhältnis der Reibungskoeffizienten der beiden Gase ausgerechnet werden, nämlich:

$$\frac{\Re_1}{\Re_2} = \frac{\varrho_1 \bar{c}_1 \lambda_1}{\varrho_2 \bar{c}_2 \lambda_2} = \frac{\varrho_1 \bar{c}_1}{\varrho_2 \bar{c}_2}\left(\frac{s_2}{s_1}\right)^2;$$

daraus ergiebt sich:

$$\left(\frac{s_2}{s_1}\right)^2 = \frac{\Re_1 \varrho_2 \bar{c}_2}{\Re_2 \varrho_1 \bar{c}_2};$$

da in dem betreffenden Fall $\Re_1 = 0{,}0000885$, $\bar{c}_1 = 1700$, $\Re_2 = 0{,}0001959$, $\bar{c}_2 = 425$, $\frac{\varrho_2}{\varrho_1} = 16$, so ergiebt sich:

$$\left(\frac{s_2}{s_1}\right)^2 = 1{,}7956, \quad \frac{s_2}{s_1} = 1{,}34, \quad A = 0{,}452\, B,$$

und daraus

$$A = 0{,}999, \quad B = 2{,}211.$$

Da A nur ganz wenig unter 1 liegt und B im Gegenteil viel grösser als 1 ist, so muss man für den Fall Wasserstoff-Sauerstoff Gemische in dem Wert des Wärmeleitungskoeffizienten eine Erniedrigung gegen das arithmetische Mittel aus den einzelnen Wärmeleitungskoeffizienten erwarten. Solch eine Erniedrigung ist auch stets beobachtet worden, wie die Beobachtungsresultate der 11 untersuchten Mischungen (S. 741) zeigen.

2. Methode der Untersuchung.

Die Wärmeleitung der Gasgemische wurde nach der sog. Abkühlungsmethode untersucht, mit der sich in der neueren Zeit am eingehendsten Winkelmann[1]) beschäftigt hatte. Diese Methode besteht darin, dass man einen erwärmten Körper, z. B. ein Thermometer, in einer Gasatmosphäre, deren äussere Wände bei konstanter Temperatur gehalten werden, abkühlen lässt und die Abkühlungsgeschwindigkeit beobachtet: je besser das Gas die Wärme leitet, um so grösser wird diese Geschwindigkeit. Es sei ϑ die konstante äussere Temperatur, τ_1 und τ_2 die Temperaturen des Thermometers in den Momenten t_1 und t_2, so lautet die bekannte Formel:

1) Wied. Ann. **48**, 180, 1893.

$$v \log e = \frac{\log(\tau_1 - \vartheta) - \log(\tau_2 - \vartheta)}{t_2 - t_1},$$

wo v das sog. logarithmische Dekrement und e die Basis der natürlichen Log. bedeutet. Bezeichnet ferner:

W den Wasserwert des Thermometers,
L den Koeffizienten der Wärmeleitung,
s „ „ der Strahlung,
c „ „ der Konvektion,

so haben wir folgenden Zusammenhang dieser Grössen mit dem beobachteten logarithmischen Dekrement:

$$Wv = L \cdot f + s \cdot \varphi + c\psi + g,$$

wo f, φ und ψ bestimmte, von der geometrischen Konfiguration des Gefässes und des erwärmten Körpers abhängige Funktionen sind; g bedeutet ein Korrektionsglied, das durch die Wärmeleitung des Thermometerstiels nach aussen bedingt ist.

Es genügt eine Eichung des Apparats mit zwei verschiedenen Gasen, deren Wärmeleitungskoeffizienten bekannt sind, um die unbekannten Funktionen f, φ, ψ, g zu eliminieren und mit Hilfe des beobachteten logarithmischen Dekrements den unbekannten Wärmeleitungskoeffizient eines dritten Gases zu ermitteln. In der That haben wir dann folgende drei Gleichungen:

$$Wv_1 = L_1 \cdot f + s \cdot \varphi + c_1\psi + g$$
$$Wv_2 = L_2 \cdot f + s \cdot \varphi + c_2\psi + g$$
$$Wv_x = L_x \cdot f + s \cdot \varphi + c_x\psi + g,$$

wo die Indexe 1 und 2 auf die beiden Gase mit bekannten Wärmeleitungskoeffizienten, der Index x auf das dritte Gas sich bezieht; die Strahlung bleibt in allen Fällen dieselbe. Daraus ergiebt sich:

$$W(v_x - v_1) = f(L_x - L_1) + (c_x - c_1)\psi$$
$$W(v_2 - v_1) = f(L_2 - L_1) + (c_2 - c_1)\psi.$$

Streng genommen, sind die c-Koeffizienten bei verschiedenen Gasen verschieden, wie es in meinen Untersuchungen über Konvektion in einer demnächst erscheinenden Arbeit nachgewiesen wird. Da aber in dem betreffenden Fall die Konvektion überhaupt nicht gross war — 1—2 Proz. —, wie es durch besonderen Versuch bei kleineren Drucken festgestellt wurde, so bleiben wir sicher innerhalb der Fehlergrenze, wenn wir $c_x - c_1 = 0$, $c_2 - c_1 = 0$ annehmen; dann bekommen wir aus den obigen Gleichungen:

$$\frac{v_x - v_1}{v_2 - v_1} = \frac{L_x - L_1}{L_2 - L_1},$$

woraus sich L_x ergiebt:

$$L_x = L_1 + (L_2 - L_1)\frac{v_x - v_1}{v_2 - v_1}.$$

Zur Kontrolle der Methode wurde die Eichung statt mit zwei, mit vier verschiedenen Gasen: Luft, Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlensäure ausgeführt, indem aus drei Messungen mit Hilfe zweier bekannter Wärmeleitungskoeffizienten der dritte berechnet wurde. Unter Benutzung der Zahlen von Winkelmann:

	L.
Luft	$0,568\ (1 + 0,0019\ t) \cdot 10^{-4}$
H_2	$3,829\ (1 + 0,00175\ t) \cdot 10^{-4}$
O_2	$0,607\ (1 + 0,0019\ t) \cdot 10^{-4}$
CO_2	$0,327\ (1 + 0,00401\ t) \cdot 10^{-4}$

gab die Eichung für alle Gase Werte, die mit den früheren Beobachtungen in guter Übereinstimmung standen.

3. Versuchsanordnung.

Die Messungen wurden mit Hilfe eines in $^1/_{100}{}^0$ geteilten Beckmannschen Thermometers ausgeführt, welches in den Hals eines passenden Glasgefässes fest eingekittet war. Die äussere Temperatur $\vartheta = 20^0$ wurde mit Hilfe eines Thermostaten hergestellt und gewöhnlich auf $^1/_{100}$ bis $^2/_{100}{}^0$ konstant gehalten. Da die Beobachtungen sich auf ein Intervall von etwa 4^0 beziehen, sind die Wärmeleitungskonstanten auf die mittlere Temperatur 22^0 gerechnet. Die Temperaturen τ wurden bei gut leitenden Gasen jede 30 Sek., bei schlecht leitenden jede 60 Sek. notiert und daraus aus jeder Beobachtungsreihe von 5 bis 10 Werten für $v \log e$ ermittelt; diese Werte ergaben sich immer bis auf 1 % konstant, so dass für jede Reihe dann das Mittel aus den einzelnen Werten genommen wurde. Für jede Gasmischung wurde die Messung mit 5—6 verschiedenen Füllungen wiederholt.

Wie oben erwähnt, wurden die Messungen mit verschiedenen Wasserstoff-Sauerstoff-Mischungen ausgeführt. Über die Darstellung dieser Mischungen möchte ich jetzt einige Worte sagen.

Die Mischungen wurden elektrolytisch aus einer 15proz. Lösung von Kalilauge an den Nickelelektroden eines Voltameters hergestellt, das folgendermassen eingerichtet war: ein Schenkel einer U-förmigen Glasröhre war offen und betrug im unteren Teil eine Elektrode (a), der andere Schenkel war geschlossen, unten mit zwei Elektroden (b) und (c) und oben mit einem seitlichen Ansatzröhrchen, das zum Apparat führte, versehen. Verbindet man die Elektrode (a) — Zweig (A) — und die Elektrode (b) — Zweig (B) — mit dem einen Pol der Akkumulatorenbatterie, z. B. mit dem negativen, und die Elektrode (c) — Zweig (C) — mit dem positiven, so kann man durch geeignete Widerstände w_1 und w_2 in den Zweigen (A) und (B) den sich an den Elektroden (a) und (b) entwickelnden Wasserstoff in beliebigen Verhältnissen zwischen dem offenen und geschlossenen Schenkel verteilen; der geschlossene Schenkel

wird in diesem Falle also eine Mischung enthalten, in der sich auf 1 gr äquiv. Sauerstoff $\frac{2 w_1}{w_1 + w_2}$ gr äquiv. Wasserstoff befinden. Statt die Widerstände w_1 und w_2 direkt zu messen, wurden mit Hilfe eines Torsionsgalvanometers die Spannungen an den Enden zweier gleichen, früher ausgemessenen Widerstände in den Zweigen (A) und (B) gemessen. Die daneben eingeschalteten Regulierwiderstände erlaubten diese Spannungen, und also auch die Stromstärken in den Zweigen (A) und (B), im gewünschten Verhältnis zu verteilen.

Um die Polarisation unschädlich zu machen, wurde der Strom von einer 72 Volt-Batterie abgenommen. Die Versuchsresultate sind in der folgenden Tabelle angegeben. Die einzelnen Werte von $v \log e$ beziehen sich auf verschiedene

Proz. H_2 . . .	100	94,74	85,71	75	66,67	50	25	20	15,38	12,5	6,06	3,26	—
Proz. O_2 . . .	—	5,26	14,29	25	33,33	50	75	80	84,62	87,5	93,94	96,64	100
$v \log e \cdot 10^6$ . .	6373	6047	5292	4639	4079	3329	2306	2154	2050	1918	1756	1674	1646
	6383	6047	5273	4652	4059	3310	2292	2122	2040	1922	1746	1655	1620
	6312	6027	5290	4645	4129	3318	2301	2155	2032	1917	1758	1673	1614
	6351	6052	5304	4612	4116	3315	2334	2155	2038	1933	1760	1649	1636
	6366	6022	5293	4602	4114	3321	2328	2120	2052	1928	1754	1670	1621
	6413						2332		2048	1914	1753		1623
Mittel	6366	6038	5292	4630	4099	3319	2316	2141	2043	1922	1753	1664	1627
$L \cdot 10^7$	3976	3744	3217	2749	2373	1827	1112	989	919	834	714	651	633

Füllungen; das Mittel aus ihnen wurde für die Berechnung des entsprechenden Wärmeleitungskoeffizienten L benutzt. Für reinen Wasserstoff und reinen Sauerstoff wurden die oben angeführten Zahlen von Winkelmann gebraucht. Die Zusammensetzung der Mischungen ist in der oberen Zeile angegeben. Alle Werte von L beziehen sich auf $\vartheta = 22^0$.

4. Zusammenstellung der Beobachtungsresultate mit den theoretischen Werten.

Die im ersten Abschnitt abgeleitete Formel (5) erlaubt mit Hilfe der berechneten Konstanten $A = 0{,}999$, $B = 2{,}211$ für jeden Wert $\frac{p_1}{p_2}$ den entsprechenden Wärmeleitungskoeffizient berechnen. Thut man das und vergleicht die so berechneten Zahlen mit den Beobachtungsresultaten, so sieht man, dass die berechneten Werte stets grösser ausfallen, als die beobachteten, dass die berechneten Konstanten A und B also etwas zu klein sind. Behält man aber die oben berechnete Beziehung: $A = 0{,}452\, B$ bei, eliminiert mit Hilfe dieser Beziehung eine der beiden Konstanten aus (5) und berechnet dann aus dieser Gleichung die andere Konstante für irgendeine Beobachtung, so bekommt man $B = 3{,}064$ und also $A = 1{,}379$, Werte, die sich zu den rein theoretisch berechneten verhalten, wie 1,38 : 1. Die vorliegende Tabelle

H_2 Prozent	O_2 Prozent	L ar. M 10^7	L beob. 10^7	L ber. 10^7	Differenz Proz.
100	—	3976	—	3976	—
94,74	5,26	3800	3744	3704	+1,1
85,71	14,29	3498	3217	3267	−1,5
75	25	3140	2749	2787	−1,4
66,67	33,33	2862	2373	2443	−3,0
50	50	2305	1827	1879	−3,0
25	75	1469	1112	1088	+2,2
20	80	1301	989	971	+1,8
15,38	84,62	1156	919	891	+3,0
12,5	87,5	1050	834	815	+2,4
6,06	93,94	835	714	707	+1,0
3,36	96,64	746	651	670	−3,0
—	100	633	—	633	—

enthält unter L ber. die nach der Formel (5) mit Hilfe dieser neuen Konstanten $A = 1{,}379$, $B = 3{,}064$ berechneten Werte der Wärmeleitungskonstanten, unter L beob. die beobachteten Werte; rechts stehen die Differenzen zwischen L beob. und L ber.; die Übereinstimmung ist ganz befriedigend. Links, unter L ar. M. sind die nach dem Mischungsverhältnis aus L_1 und L_2 berechneten Werte angeführt; wie es auch aus der Formel vorauszusehen war, liegen die beobachteten Werte immer unterhalb des arithmetischen Mittels aus L_1 und L_2.

Um also die Beobachtungsresultate mit den theoretischen Werten in gute Übereinstimmung zu bringen, mussten wir die theoretisch berechneten Konstanten A und B mit einem experimentell gefundenen Faktor 1,38 multiplizieren. Dieser Korrektionsfaktor kann vielleicht dadurch entstanden sein, dass die Wirkungssphäre σ in Wirklichkeit nicht $\frac{s_1 + s_2}{2}$ ist, sondern grösser, da die verschiedenartigen Moleküle sich bei dem Zusammenstoss auch anders verhalten können, als die gleichartigen; in unserem Fall wäre es also $\sigma = \sqrt{1{,}38} \cdot \frac{s_1 + s_2}{2}$ anzunehmen. Es wurde schon oben erwähnt, dass die Benutzung der Maxwellschen Formel für mittlere freie Weglänge zur besseren Übereinstimmung mit den Beobachtungsresultaten führt,

als der von Clausius berechneten[1]); die nach der letzteren Formel berechneten Werte führe ich nicht an, da sie mit den Beobachtungen sehr schlecht stimmen: die Differenzen sind nicht nur sehr gross, sie zeigen auch einen bestimmten Gang.

Zum Schluss möchte ich noch einige Worte über die übliche Beziehung

$$L = c_v \mathfrak{R} \tag{6}$$

in Anwendung auf Gasgemische sagen. Wir sahen, dass die Formel (5) uns eine ähnliche Beziehung zwischen L für das Gemisch und den Grössen c_v und $\mathfrak{R}$ der beiden Bestandteile gab. Nun kann man aber auch von dem Reibungskoeffizienten und der spezifischen Wärme bei konst. Volumen des Gemisches selbst sprechen und es entsteht die Frage, ob auch für Gemische die Beziehung zwischen diesen Grössen in der Form (6) existiert, d. h. ob wir die nach (5) additive Grösse L wenigstens annähernd dem Reibungskoeffizienten und der spezifischen Wärme bei konst. Volumen des Gemisches selbst proportional annehmen können. Von diesem Standpunkt aus müssen wir also das Gemisch als ein einheitliches Gas betrachten, und nun sind wir gezwungen, bei der Berechnung des Transportes der Wärme (oder Bewegungsgrösse) an Stelle der beiden vorhandenen Molekülarten mit solchen Molekülen zu operieren, die eine mittlere Masse, ein mittleres Volumen, mittleres Molekulargewicht u. s. w. besitzen. Führen wir diese Betrachtungen durch, so gelangen wir zu der Beziehung (6), aber erst das Experiment lässt entscheiden, ob solche Annäherung zulässig ist.

Auf solchen Betrachtungen beruht die von O. E. Meyer in seiner „Kinetischen Theorie der Gase"[2]) angeführte Theorie der inneren Reibung in Gasgemischen, die von Puluj[3]) entwickelt und an Gemischen aus Wasserstoff-Kohlensäure geprüft wurde. Seine Beobachtungen gaben eine annähernde Übereinstimmung mit dieser Theorie. Nach seiner Formel sind die in der folgenden Tabelle unter $\mathfrak{R}$ angegebenen Werte für die Reibungskoeffizienten der verschiedenen von mir untersuchten Mischungen berechnet. Unter c_v befinden sich die entsprechenden spezifischen Wärmen, die als rein additiv angenommen sind. Für reinen Wasserstoff und Sauerstoff sind für $\mathfrak{R}$ und c_v die Zahlen dem Werke von O. E. Meyer[4]) entnommen. Unter L ber. stehen die nach der Beziehung

$$L = 1{,}6027\, c_v \mathfrak{R} \tag{7}$$

us den ersten zwei Kolumnen berechneten Werte (über den Faktor 1,6027 vgl. O. E. Meyer, ibid. S. 294), unter L beob. meine Beobachtungsresultate. Obwohl die für reinen

H_2 Prozent	O_2 Prozent	$\mathfrak{R}$ 10^7	c_v	L ber. 10^7	L beob. 10^7
100	—	885	2,4269	3442	3976
94,74	5,26	1128	2,3074	4171	3744
85,71	14,29	1386	2,1023	4671	3217
75	25	1573	1,8568	4682	2749
66,67	33,33	1672	1,6700	4475	2373
50	50	1801	1,2916	3728	1827
25	75	1906	0,7239	2211	1112
20	80	1919	0,6104	1878	989
15,38	84,62	1931	0,5056	1564	919
12,5	87,5	1934	0,4402	1364	834
6,06	93,94	1949	0,2841	887	714
3,36	96,64	1954	0,2326	728	651
—	100	1959	0,1563	491	633

Wasserstoff und Sauerstoff berechneten Zahlen viel kleiner sind als diejenigen, welche ich zur Berechnung meiner Beobachtungszahlen für Gemische gebraucht habe, sind die nach der Formel (7) für Gemische berechneten Werte stets grösser als die entsprechenden beobachteten. Von einer Übereinstimmung kann keine Rede sein, da einzelne berechnete Werte für Gemische sogar den Wärmeleitungskoeffizient des reinen Wasserstoffes überschreiten, was in keiner Weise durch die Beobachtung bestätigt wurde.

Zum Schluss sei es mir noch gestattet, Herrn Prof. Nernst für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie für die wertvollen Ratschläge bei Ausführung derselben meinen besten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 9. Oktober 1904.)

1) Boltzmann, ibid. S. 65 u. 70.
2) II. Auflage, S. 200.
3) Wien. Sitzungsber. 79, 2, 97 u. 745 1879; Carls Repert. 15, 590.
4) ibid. S. 294.

Einige Beobachtungen über die Wirkung des Lochunterbrechers.

Von K. R. Johnson.

Die zur Feststellung der Wirkungsweise der Flüssigkeitsunterbrecher angestellten Versuche beziehen sich immer auf die bei der praktischen Anwendung derselben sich abspielenden Vorgänge, ohne diejenigen Erscheinungen zu berücksichtigen, die bei anderen Versuchsbedingungen, z. B. beim Ausschalten der Induktionsspule aus dem Stromkreise, auftreten. Die im folgenden zu beschreibenden Versuche sind im Gegenteil unter Benutzung eines beinahe induktionslosen Stromkreises angestellt worden, indem die Strombahn nur aus der Batterie und deren Zuleitungsdrähten samt dem im Kreise eingeschalteten Unterbrecher bestand. Um die Versuchsbedingungen variieren zu können, habe ich dem Lochunterbrecher die in der Fig. 1 veranschaulichte Form erteilt. Das innere Gefäss besteht aus einem Trinkglase T, dessen Boden mit einer kreisförmigen Öffnung versehen

ist, deren Durchmesser zum mindesten 1 cm beträgt. Diese Öffnung wird durch eine unten dicht am Boden gekittete Scheibe *s s* verschlossen und diese Scheibe ist in der Mitte an *o* durchgebohrt. Durch das Loch *o* kommunizieren also die beiden Gefässe *T* und *G*. Das Gefäss wurde mit einer Alaunlösung gefüllt und die Lösung wurde mit einer kleineren Quantität verdünnter Schwefelsäure versetzt. Die Betriebsspannung wurde von einer Akkumulatorenbatterie von 110 Volt geliefert. Der Lochdurchmesser *o* betrug etwa 1,5 mm., die Elektroden *E* und *E'* bestanden aus Aluminiumblech und die Bodenscheiben *s s* wurden aus verschiedenartigen Materialien hergestellt, wie Glas, Glimmer, mit Firnis bestrichenes oder mit Siegellack überzogenes Papier u. s. w. Die am Boden angebrachte Scheidewand gestattete mithin ein beliebiges Variieren der Länge der im Loche befindlichen Flüssigkeitssäule. Das Variieren der Dicke der Bodenscheibe ergab nur unbedeutende Variationen in den beobachteten Erscheinungen, indem die Stromstärke immer zwischen 0,5 u. 1,0 Amp. lag, während die Temperatur eines im inneren Gefässe eingesenkten Thermometers bis auf 42 oder 45° C. stieg, obwohl die Dicke der Bodenscheibe von dem dünnsten Glimmerblättchen bis zu einer Glasscheibe von etwa 0,8 mm Dicke variiert wurde. Um eine ungefähre Vorstellung von der im Loche herrschenden Temperatur zu erhalten, wurden verschiedenartige Bodenscheiben benutzt, und es ergab sich dabei, dass beim Überziehen des Bodenpapieres mit Siegellack der Lack am Rande des Loches schmolz und kraterförmig aufschwoll. Dagegen erlitt das gefirniste Papier keine Einwirkung von der im Loche herrschenden Temperatur, die demgemäs zwischen dem Schmelzpunkte des Siegellackes und der Verkohlungstemperatur des Papieres liegen muss. Dass die Temperatur so mässig erscheint, hängt offenbar von der lebhaften Strömung der Flüssigkeit ab. Mit dem Verlegen des Loches zum Boden des inneren Gefässes wurde eine Aufsammlung der im Loche entwickelten Gase beabsichtigt, denn ich glaubte, die Gasbläschen würden dabei sämtlich in das innere Gefäss emporsteigen. Dies erwies sich jedoch als ein Irrtum, denn die Gasbläschen stiegen nur zum Teil aufwärts, während ein anderer Teil derselben vom Loche nach unten gingen, um bald wieder aufwärts zu steigen, wobei sie sich unter dem Boden des inneren Gefässes zu Blasen sammelten, ohne durch das Loch aufsteigen zu können. Das Herabsteigen der Gasbläschen hängt von einer nach unten verlaufenden Strömung der Flüssigkeit ab. Die Strömung kann man am besten beobachten, wenn man eine allzu geringe Menge Schwefelsäure der Alaunlösung zusetzt, wobei keine Gasentwickelung zustande kommt. Dabei zeigen sich Schlieren in der Flüssigkeit, die einerseits aufwärts, andererseits nach unten gerichtet sind. Die Richtung derselben deutet mithin an, dass sowohl eine Strömung nach oben als eine andere Strömung nach unten durch das Loch fliessen, und demzufolge ist es nicht möglich, die Gasbläschen sämtlich im inneren Gefässe aufsammeln zu können, denn sie werden immer zum Teil von der nach unten gehenden Strömung mit fortgerissen.

Fig. 1. Fig. 2.

Weil indessen die oben beschriebene Anordnung für die Aufsammlung der Gase sich nicht geeignet erwies, so wurde die übliche Form des Lochunterbrechers für diesen Zweck benutzt. Zwei Trichter wurden mittels Siegellack, wie die Fig. 2 angiebt, befestigt, und oberhalb der Trichter wurden die Röhren *R* und *R'* angebracht. Zwar konnte ich dabei nicht vollständig verhindern, dass einige Gasbläschen ausserhalb des Trichterrandes zuweilen aufstiegen und entwichen. Der Verlust war jedoch immer sehr unbedeutend. Die Gasmengen verteilten sich je nach der Neigung der Becherwand in höchst variierenden Verhältnissen zwischen den beiden Röhren *R* und *R'*. Die Verteilung der Gasmengen hing in der Weise von der Neigung der Wand ab, dass diejenige Röhre, nach welcher das Loch schief aufwärts gerichtet war, stets das grössere Gasvolumen enthielt. Wenn das innere Becherglas senkrecht gestellt wurde, und die Wand desselben am Loche keine Neigung hatte, so trat eine eigentümliche Erscheinung auf, die die beabsichtigte gleiche Verteilung der Gase vollständig störte. Nach dem Schliessen des Kreises wurde nämlich der Strom innerhalb einer Sekunde vollständig abgebrochen. Nach dem Austreiben der ersten kleinen Bläschen aus dem Loche sammelten sich nämlich die folgenden in eine Blase, die im Loche sitzen blieb und die Öffnung vollkommen verschloss. Diese Gasblase stopfte den Strom, und sie kam niemals aus dem Loche heraus, wenn man nicht den Stromkreis zuerst mit dem Stromschlüssel öffnete und sodann

die Schliessung wieder herstellte, wobei sie aus dem Loche entwich. Dadurch stieg der Strom zwar wieder auf, aber nur, um bald durch eine neue Blase gestopft zu werden, und ich musste wieder durch Öffnen und Schliessen diese neue Blase entfernen u. s. w. Der Unterbrecher konnte demzufolge nicht funktionieren, weil die für das Heraustreiben der stopfenden Blase nötige Energie nur durch Bewegung des Stromschlüssels hervorgebracht werden konnte. Für das Aufsammeln der Gase wurde es deswegen nötig, das Becherglas ein wenig geneigt zu halten. Die Gasmengen wurden mit einer Lösung von Pyrogallussäure in Kalilauge auf Sauerstoff geprüft und ergab sich dabei, dass nur etwa $^1/_6$ des ganzen Gasvolumens absorbiert wurde. Die Gasmenge besteht mithin aus etwa 1 Teil Sauerstoff und 5 Teilen Wasserstoff, eine Zusammensetzung, die sich jedoch nicht als konstant erwies. Die geringe Menge Sauerstoff kann eigentlich nicht befremden, weil ja ein stechender Geruch von Ozon während des ganzen Versuches wahrgenommen wurde. Die Gase sind also als Zersetzungsprodukte des Wassers zu betrachten,

Fig. 3.

obwohl jedoch etwa 50 Proz. Sauerstoff als Ozon ausgeschieden und von der Lösung absorbiert wird.

Wie oben bemerkt, wird der Strom von einer Gasblase von Sauerstoff und Wasserstoff gestopft, nicht von einer Dampfblase, und wenn wir eine Kontinuität in den Vorgängen annehmen dürfen, so mögen wir daraus schliessen, dass die Unterbrechung des Stromes beim Einschalten der Primärspule eines Funkeninduktors auch von der entwickelten Menge von Sauerstoff und Wasserstoff herrührt. Eine besonders eigentümliche Erscheinung habe ich gefunden bei einem Versuche, den Lochunterbrecher mit einem Dampfunterbrecher zu kombinieren.[1]) Das innere Gefäss bestand aus einem Glascylinder von 30 mm Durchmesser, der unten mit einem eingekitteten Trichter bis auf die 8 mm lange Trichterröhre verschlossen war. An der Seite des Cylinders war ein kleines Loch *o* (Fig 3) angebracht. Zur Erzeugung des Dampfes in der Trichterröhre brauchte der Apparat eine Spannung von etwa 60 Volt oder mehr. Bei Benutzung einer niedrigeren Spannung (20 bis 30 Volt) versagte die Dampfentwickelung vollkommen; dessenungeachtet wurde bei dieser niedrigen Spannung Gas im kleinen Loche *o* entwickelt, trotz dem Vorhandensein der weiten Trichteröffnung, die einen Querschnitt besass, der mehr als das Zehnfache des Lochquerschnittes betrug.

1) Eine kurze Beschreibung dieses Dampfunterbrechers soll nach einer brieflichen Mitteilung an Herrn Prof. Becquerel demnächst in den Compt. rend. erscheinen, auf die ich hier der Kürze halber verweise.

(Eingegangen 2. Oktober 1904.)

Berichtigung.

In der Mitteilung des Herrn J. J. Taudin Chabot „Versuch eines Modells und ein Seitenstück zur Radioaktivität" (diese Zeitschr. 5, 594, 1904) ist auf Seite 595, 2. Spalte, 4. Zeile von unten statt „paninkompressibel" „paeninkompressibel" zu lesen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der Privatdozent für allgemeine Physik an der Universität Berlin und Mitglied der Physikalisch-technischen Reichsanstalt in Charlottenburg Professor Dr. Otto Lummer wurde zum Nachfolger des in den Ruhestand getretenen Geheimrat Professor Dr. O. E. Meyer zum ordentlichen Professor der Experimentalphysik an die Universität Breslau, der Professor London in Breslau als Professor der Mathematik nach Bonn als Nachfolger des Professors Heffter berufen.

Dem Privatdozenten der Elektrotechnik an der Karlsruher Technischen Hochschule, Ole Sivert Bragstad ist ein Lehrauftrag erteilt worden für Theorie der Wechselströme, Elektrische Bahnen etc.

Der a. o. Professor der Meteorologie und Klimatologie an der böhmischen Universität in Prag Dr. Augustin wurde zum Ordinarius ernannt.

Der ordentliche Professor der mathematischen Physik an der Universität Innsbruck, Dr. phil. Karl Exner, Mitglied der Wiener Akademie der Wissenschaften, ist anlässlich seines Übertritts in den Ruhestand zum Hofrat ernannt worden.

Am 23. September starb in Modena der ord. Professor der Geometrie Dr. Francesco Chizzoni, 56 Jahre alt, am 2. Oktober der Professor der Physik Dr. Karl Selim Lemström in Helsingfors.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 23. 15. November 1904. 5. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 24 am 16. November 1904.

INHALT:

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Theorie und Praxis in der drahtlosen Telegraphie.

Von P. Drude.

Unter gleichlautendem Titel hat kürzlich J. Zenneck[1]) in dieser Zeitschrift an einige neuere Arbeiten den Massstab anlegen wollen, „wieweit dieselben für die praktischen Bedürfnisse der drahtlosen Telegraphie unmittelbar Brauchbares oder Neues enthalten." — Dass eine derartige Absicht von einem Sachverständigen ausgesprochen wird, der der Schule entstammt, welcher die Funkentelegraphie, dieser junge Spross unsrer Kultur, die lebenskräftigsten Triebe verdankt, kann nur durchaus erwünscht sein. Nur scheint mir, dass diese Absicht Zennecks insofern einseitig durchgeführt ist, als er einen praktischen Nutzen der von ihm besprochenen neueren (nach M. Wien publizierten) Arbeiten überhaupt nicht anerkennt, sondern sein Urteil über meine Arbeiten lautet: Das Neue ist nicht gut und das Gute ist nicht neu. Ich könnte nun vielleicht besser den Nutzen meiner bisherigen Arbeiten hervortreten lassen, wenn ich das Ziel, welches ich mir als Programm vorgenommen habe, schon näher erreicht hätte und selbst praktische Versuche in grösserem Massstabe ausgeführt hätte, die ich durchaus hoffe einmal ausführen zu können, aber dieses Ziel ist so weit, und ich kann so wenig Zeit dieser Aufgabe widmen, dass ich lieber schon jetzt zum Zenneckschen Aufsatz das Wort ergreife, damit sich das dort ausgesprochene ungünstige Urteil nicht zu sehr festsetzt und eventuell zu einem getrennten Marschieren von Theorie und Praxis führt, wo doch von einem intensiven Zusammenarbeiten beider Richtungen, wie überall, so vor allem hier der beste Fortschritt zu erwarten ist.

Meine Arbeitsrichtung legt es mir nahe, zu dieser wesentlich auf deutschem Boden stehenden Entwickelung, an der ich ein warmes Interesse habe, auch nach meinen Kräften beizutragen. Daher ergreife ich das Wort.

1) J. Zenneck, diese Ztschr. 5, 586, 1904.

Ich habe folgende Punkte im Aufsatze Zennecks zu besprechen:

1. Die Formeln, welche ich[1]) auf Grund einer Kombination von Theorie und Experiment für Berechnung der Eigenwellenlänge einer Spule mit angehängter Antenne ermittelt habe, besitzen nach Zenneck a) keine praktische Bedeutung, weil die Antenne sich zu weit von den theoretischen Verhältnissen eines freien Drahtes entfernte, und b) entsprechen sie auch keinem Bedürfnis, weil man den Dönitzschen „Wellenmesser"[2]) habe.

Zu a) schildert Zenneck die Verhältnisse auf Gross-Möllen wie folgt: „Der Mast, welcher den Sender trägt, wird durch eine grosse Zahl von Drahtseilen gehalten. Diese müssen bis nahe an die Spitze des Mastes gehen, wenn der Mast auf die Dauer den Stürmen an der See standhalten soll." Dieselbe Station wird nun von G. Eichhorn in seinem kürzlich erschienenen Buche[3]) wie folgt geschildert: „Auf den Ostseestationen dienten zur Befestigung des Luftdrahtes starke Holzmasten von 50 m Höhe. Auch wurde dafür Sorge getragen, dass der Luftdraht möglichst entfernt von den eisernen Pardunen lag, welche den Mast hielten."

Sollte man da nicht wenigstens den Versuch machen, festzustellen, wieweit meine Formeln die ermittelte Wellenlänge darstellen? Wenn man wirklich einen Massstab an meine For-

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 11, 957, 1903.

2) Das Dönitzsche Instrument misst direkt keine „Wellen", sondern Frequenzen. Daher wäre vielleicht besser, diesen von Dönitz selbst eingeführten Ausdruck in der Litteratur durch den richtigeren: „Periodenmesser" oder „Frequenzmesser" zu ersetzen. Höchstens die Anwendung auf das Gebiet der elektrischen Wellen würde die Bezeichnung „Wellenmesser" nahe legen.

3) G. Eichhorn, Die drahtlose Telegraphie, auf Grund eigner praktischer Erfahrungen. Leipzig, Veit & Comp. 1904, S. 115.

meln legen will, soll man dies thun. Herr Eichhorn schreibt mir: „Ich glaube, seiner Zeit die Rechnung nach Ihren Formeln durchgeführt und übereinstimmend gefunden zu haben." Auf meine Anfrage teilte mir Herr Eichhorn mit (die niedergeschriebenen Daten hat er zwar momentan nicht zur Stelle), dass die Sekundärspule des Sendertransformators 20 Windungen Kupferdraht der Ganghöhe $g = 2{,}5$ mm (Dicke $\delta = 1$ mm) enthalten und 14 oder 15 cm Durchmesser besessen habe. Später teilte er mir mit, dass die Spule vielleicht auch nur 12—15 Windungen (anstatt 20) besessen haben könne. In einiger Zeit hofft Hr. Eichhorn, mir die thatsächlichen Daten liefern zu können. Die Antenne hatte eine Länge von $l = 65$ m und 10 cm „wirksamen" Radius. Nach meinen Formeln berechnet sich aus $n = 20$, $2r = 14$ cm, der Durchlassindex β zu 0,294, die Eigenwellenlänge λ_0 der Spule zu 36,2 m, die der Spule mit Antenne und Gegenkapazität zu $\lambda = 375$ m. Aus $n = 12$, $2r = 14$ cm berechnet sich $\beta = 0{,}448$, $\lambda_0 = 24{,}7$ m, $\lambda = 315$ m. Gefunden ist (nach Eichhorn) $\lambda = 280$ m oder $\lambda = 300$ m. Die nach mir berechnete Wellenlänge ist also für $n = 20$ erheblich grösser, als die gefundene Wellenlänge, für $n = 12$ stimmt sie nahezu mit der Erfahrung überein.

Da ich nicht weiss, in welcher Weise die Funkenstrecke in der Sekundärspule angebracht ist bei der Messung mit dem Dönitzschen Frequenzmesser und ob derselbe die Wellenlängen wirklich richtig angegeben hat[1]), so kann ich nicht sagen, wie weit die gemessene Zahl $\lambda = 280$ m zuverlässig ist. Wenn, wie Zenneck meint, die Befestigung der Antenne, sie zu sehr von einem freien Draht entfernt hätte, so hätte eine Abweichung zwischen Theorie und Praxis in dem Sinne stattfinden müssen, dass die gefundene Wellenlänge grösser als die berechnete gewesen wäre, während es hier umgekehrt ist.

Jedenfalls ist klar, dass in der Praxis die Führung der Antenne möglichst dem idealen Fall eines freien Drahtes anzunähern ist, weil dieser die beste Fernwirkung giebt. Auf Kriegsschiffen mag das erhebliche Schwierigkeiten machen, auf Landstationen lässt sich das Ziel m. E. erreichen. In jedem Falle werden aber meine Formeln, wie ich hoffe, brauchbare Näherungen geben.[2]) Die an ihnen anzubringende Korrektion z. B. auf Kriegsschiffen wird wahrscheinlich darin bestehen, dass der wirksame Radius der Antenne in der Berechnung etwas grösser anzunehmen ist, als in meinen Formeln, weil durch die Pardunen die Kapazität der Antenne vergrössert wird. Man könnte die Korrektion leicht ermitteln durch geometrisch ähnliche Nachbildung der Verhältnisse in kleinem Massstabe im Laboratorium. Wenn die Korrektion ermittelt ist, so hat man darin auch zugleich einen Massstab, wie stark sich die thatsächliche Antenne von dem anzustrebenden Verhalten eines freien Drahtes entfernt, also auch schon aus diesem Grunde ist die Anwendung der Formeln nützlich.

1) Die exakte Angabe absoluter Zahlen für grosse Wellenlängen ist nicht ganz einfach.

2) Wie sehr man vor diesen Formeln im Dunkeln tappte, zeigt sich schon darin, dass vielfach in der Litteratur gerade der Praktiker die Meinung ausgesprochen war, dass die Antennenlänge (ohne Gegenkapazität) $^1/_4$ Wellenlänge betrage, trotz der eingefügten Spule.

Zu 1, b) bemerke ich, dass der Dönitzsche Frequenzmesser[1]) für Frequenzvergleichungen der drahtlosen Telegraphie gewiss recht bequem zu handhaben ist, dass er aber bequemer ist, als eine Berechnung, die man in 15 Minuten durchführen kann, glaube ich nicht, zumal seine Anwendung die Anbringung einer sonst nicht vorhandenen Funkenstrecke erfordert und die Dämpfung im System Spule + Antenne wegen der Strahlung ziemlich stark ist. Durch meine Formeln kann man den Sender auf dem Papier ohne Zwischenschaltung eines Versuches in kürzester Zeit vollständig dimensionieren. So habe ich kürzlich hier zu Versuchen im Freien in kleinerem Massstabe (Antennenlänge 3 m) innerhalb einer Stunde Sender und Empfänger im voraus berechnet[2]) und die Einrichtung funktionierte sofort tadellos.

Um den weiteren Nutzen meiner Formeln für praktische Aufgaben zu sehen, möchte ich hinweisen auf eine neuere Arbeit von Slaby[3]), in welcher die Aufgabe behandelt wird, ohne Änderung der Antennenlänge die Eigenperiode durch Einfügung verschiedener Spulen zu verändern. Diese Aufgabe ist durch meine Arbeit erledigt[4]) und wenn vielleicht die Antenne nicht genügend frei aufgehängt ist, so genügt die Korrektion, die in meinen Formeln bei einer Spule ermittelt ist, sehr wahrscheinlich auch zur Berechnung bei anderen Spulen.

Eichhorn[5]) hat die ausbalanzierende Gegenkapazität der Antenne in sehr guter Übereinstimmung mit meinen Formeln gefunden. Dies scheint mir auch dafür zu sprechen, dass die Antenne nicht wesentlich von den Verhältnissen eines freien Drahtes abwich. Ich möchte aber jedenfalls diese Übereinstimmung hervorheben, da Zenneck meine Arbeiten auf die

1) Zenneck nennt die Frequenzbestimmung durch Resonanz die Bjerknesssche Methode. Dem kann ich nicht zustimmen, sie ist die Hertzsche Methode zu nennen. Das Spezifische von Bjerkness, dem Schüler von Hertz, liegt in der Bestimmung der Dämpfung aus der Form der Resonanzkurve.

2) Dabei sollte sogar das Verhältnis der Wellenlänge der Sekundärspule des Senders ohne Antennen zur Wellenlänge mit Antennen ein bestimmtes sein.

3) A. Slaby, Elektro-techn. Ztschr. **25**, 716, § 6, 1904.

4) Darin, dass meine Arbeit bei Slaby nicht citiert ist, erblicke ich noch keinen Beweis für die praktische Unbrauchbarkeit meiner Formeln.

5) G. Eichhorn, l. c., S. 236.

Brauchbarkeit für die praktischen Bedürfnisse der drahtlosen Telegraphie prüfen wollte und er hierüber nichts sagt.

2. Zenneck vermisst in meiner Arbeit den Nachweis, dass die Vielfach-Antenne auch bezüglich der Strahlung einer einfachen Antenne von grösserem Radius gleichwertig ist. Da ich nachgewiesen habe, dass die Vielfach-Antenne hinsichtlich der Vergrösserung der Eigenperiode einer dicken Einfach-Antenne gleichkommt, so ergiebt sich dies nach dem Poyntingschen Satze und der unveränderten relativen Lage der elektrischen und magnetischen Kraftlinie (wenigstens in grösserer Distanz vom Sender) auch notwendig hinsichtlich der Strahlung. Diesen Gedanken habe ich für so selbstverständlich gehalten, dass ich ihn nicht weiter ausgeführt habe, und es auch jetzt nicht thue[1]), zumal Zenneck die thatsächliche stärkere Strahlung von Vielfach-Antennen gar nicht bestreitet.

3. Damit, dass ich in einer späteren Arbeit[2]) zu dem Resultat gelange, dass der beste Tesla-Transformator nur eine einzige Primärwindung enthalten soll und möglichst wenig tote Selbstinduktion im Primärkreis, beanspruche ich nicht eine Priorität, denn dies Resultat ist schon aus der Oberbeckschen Arbeit[3]) abzulesen, nach der das Potential an der Tesla-Spule proportional zur Quadratwurzel aus der Primärkapazität ist, wenigstens wenn die Funkenpotentialdifferenz im Primärkreis konstant bleibt (und die Dämpfung, die Oberbeck nicht berücksichtigt hat). Ich hatte aber bisher keine in den Handel gebrachte Tesla-Transformatoren gesehen, welche diese Forderung erfüllen, und daher war es wohl gerechtfertigt, dies Resultat noch einmal hervorzuheben. Nach Zenneck ist von ihm eine diesem Resultat entsprechende Form, die allerdings nicht dem eigentlichen Tesla-Transformator entspricht, sondern dem Sender in der drahtlosen Telegraphie ohne Antennen, 1900 zum Patent angemeldet worden. Diese Form Zennecks war mir unbekannt. Ob und wo diese Form publiziert ist, weiss ich nicht. (Da ich kein Patent nehmen wollte, hatte ich auch keinen Anlass, Patentschriften zu studieren.) Mir fällt auf, dass trotzdem die bisher publizierten Sender alle mehrere Primärwindungen enthalten. Um so mehr halte ich die Hervorhebung jenes Resultates in meiner Arbeit für wünschenswert. — Dass Zenneck mehrere parallel geschaltete Primärwindungen besonders günstig gefunden hat, erklärt sich durch die dadurch herbeigeführte Verminderung der primären Selbstinduktion und entspricht dem in meiner Arbeit genannten Resultat, dass die Primärwindung möglichst dick sein soll.

1) Ebensowenig gehe ich auf den scheinbaren Gegensatz ein, den Zenneck zwischen einer Bemerkung Abrahams und einer von mir glaubt konstatieren zu müssen, weil ich das besser bei einer späteren Gelegenheit thun kann.

2) P. Drude, Ann. d. Phys. 13, 542, 1904.

3) A. Oberbeck, Wied. Ann. 55, 623, 1895.

4. Zenneck bestreitet das von mir theoretisch gefundene Resultat, dass die Koppelung $k'=0,6$ zur Erzielung hoher Sekundärpotentiale besonders günstig sein soll auf Grund von Versuchen, welche ergaben, dass bei $k'=0,25$ die sekundäre Funkenschlagweite 3,1 mm betrug, für die Koppelung $k'=0,18$ dagegen 3,2 mm. Diese Versuche sind für mich nicht beweisend a) wegen der Ungenauigkeit der Funkenschlagweiten-Messungen, b) weil bei geringen Dämpfungen das Maximum-Sekundär-Potential mit wachsender Koppelung bis zu $k'=0,6$ nicht beständig wächst, sondern schon bei kleinerem k' relative Maxima besitzen kann.[1]) Beweisend für die Unrichtigkeit meines Resultates würden erst Versuche sein, bei denen die Koppelung $k'=0,6$ wirklich erreicht ist (was, wie ich jetzt gesehen habe, möglich ist), oder mindestens weiter in die Höhe getrieben ist als bei Zenneck. Wenn man die Koppelung und das Dekrement $\gamma_1+\gamma_2$ bei den Versuchen misst, kann man auch bei kleinerem k' die Theorie direkt mit dem Experiment vergleichen, denn der Weg der Berechnung für das Sekundär-Potential V_2 ist in meiner Arbeit vollständig angegeben. Diesen Weg hat aber Zenneck nicht betreten. — Bei dem von mir abgeleiteten Resultat, dass allgemein die Koppelung $k'=0,6$ besonders günstig ist, ist allerdings vorausgesetzt, dass durch stärkere Koppelung nicht etwa das Dekrement γ_2 erhöht wird, da aber Zenneck nur 3,2 mm Funkenschlagweite angiebt, ist wohl bei seinen Versuchen Büschelentladung der Sekundärspule in der Luft nicht vorhanden gewesen. Dass bei stärkerer Koppelung das primäre Dekrement γ_1 zunimmt, wie Zenneck vermutet, halte ich für unwahrscheinlich, denn dasselbe wird nur durch Energieverluste im Funken verursacht und durch geringe[2]) Energieübertragung auf die Zuleitungen zum Funken.

5. Ich stimme Herrn Zenneck darin zu, dass man allgemein über den Gang des Quotienten Anfangsspannung F dividiert durch Funkenwiderstand w, nichts aussagen kann. Ich habe ja auch nur behauptet, dass er innerhalb gewisser Funkenlängen wenig variiere.[2]) Ebenso sind wir ja darin einig, dass innerhalb

1) Vgl. P. Drude, l. c. 547, wo für $\frac{\gamma_1+\gamma_2}{2}=0,15$ das Maximum-Potential V_2 bei $k'=0,384$ grösser ist, als bei $k'=0,470$. Bei kleineren Dämpfungen tritt ein solches Oszilieren von V_2 intensiver auf. Wie ich jetzt durch eigene Versuche gelernt habe, kann man in der That viel kleinere Dekremente, als $\frac{\gamma_1+\gamma_2}{2}=0,15$ erhalten. Vielleicht hat auch Zenneck mit kleinerem $\frac{\gamma_1+\gamma_2}{2}$ gearbeitet.

2) Wenigstens wenn man richtig schaltet, d. h. die Zuleitungen dicht am Funken anbringt.

gewisser Grenzen das sekundäre Maximumpotential nur wenig von der Anfangsspannung F abhängt, wie ich es in meiner Arbeit behauptet habe. Auf die Ableitung dieses Resultates aus der Theorie und auf die Grenzen selber (die nicht in allen Fällen dieselben sind) werde ich später an anderer Stelle noch einmal zurückkommen, von vornherein ist das Resultat ja plausibel, da bei wachsendem F schliesslich sicher die Primärdämpfung im Funken zunehmen muss.

6. Zenneck sagt (und führt das mir gegenüber brieflich genauer aus), dass die Braunsche Röhre für Wechselzahlen über 10^6/sec nicht mehr brauchbar sei, und dass daher meiner Methode, aus kombiniertem Integral- und Maximaleffekt die Dämpfungen zweier gekoppelter Schwingungskreise einzeln zu bestimmen, „die Grundlage" fehle. Meine Arbeit behandelt die Bestimmung der Dämpfung ganz allgemein. Wenn die Braun-Röhre für die Wechselzahlen der drahtlosen Telegraphie versagen sollte, so kann man Maximum-Potentiale aus Schlagweiten prinzipiell messen; dass hierfür nicht ohne weiteres die Resultate aus statischen Messungen zu benutzen sind, war mir wohl bewusst und ich hätte bei Experimenten darauf geachtet. Die Aufgabe jener Arbeit habe ich in Festlegung der theoretischen Grundlage gesehen, um sie später für Versuche benutzen zu können. Dass dort noch gewisse experimentelle Schwierigkeiten liegen, gebe ich zu, halte sie aber nicht für unüberwindlich. Die von mir vorgeschlagene Methode ist also noch nicht experimentell angewandt und durchgebildet, das würde ich schon später nachholen, wenn ich zu praktischen Versuchen kommen sollte; aber die Grundlage fehlt meiner Methode nicht, auch nicht für die Wechselzahlen der drahtlosen Telegraphie, denn die Grundlage sehe ich in den Formeln. Ich habe mir übrigens in meinem Beobachtungsjournal schon vor 7 Jahren notiert, dass ich die Braun-Röhre selbst für wesentlich höhere Wechselzahlen zur Bestimmung der Maximalamplitude benutzen konnte, mit welcher Genauigkeit dies möglich ist, vermag ich jetzt nicht zu sagen. Eine direkte Bestimmung der Dämpfung mit der Braun-Röhre aus Lage der helleren Umkehrpunkte war mir aber nicht möglich. Die von mir in meiner Arbeit theoretisch begründete Methode ist anzuwenden, wenn man die Dämpfungen im Primär- und Sekundärkreis gleichzeitig bestimmen will und keine der beiden Dämpfungen im voraus zu berechnen ist. Wendet man einen nicht strahlenden Sekundärkreis mit variabeler Periode an, bei dem man die eigene Dämpfung im voraus mit genügender Genauigkeit berechnen kann, so kann man aus der beobachteten Resonanzkurve des Integraleffektes die Dämpfung im Primärkreis bestimmen, und zwar nach Bjerkness durch geometrische Konstruktion, nach den von mir mitgeteilten Formeln analytisch. Ich ziehe letzteren Weg vor, weil er m. E. bequemer ist. In dieser Weise habe ich schon seit längerer Zeit die Dämpfung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke in zahlreichen Fällen systematisch untersucht; die betreffende Arbeit ist im Druck. Ich erfahre jetzt durch den Aufsatz von Zenneck, dass Herr Rempp die gleiche Aufgabe behandelt hat. Ich vermute, dass er nach gleicher Methode gearbeitet hat, wie ich. Für den vorliegenden Zweck würden dann also Zenneck und ich hinsichtlich der Wahl der Methode einerlei Meinung sein, der Zweck der von mir in der früheren Arbeit vorgeschlagenen kombinierten Methode der Beobachtung von Maximal- und Integraleffekt ist ein ferner liegender, der aber auch praktisch wichtig sein kann, nämlich der der gleichzeitigen Messung der primären und sekundären Dämpfung, wenn über beide im voraus nichts bekannt oder zu berechnen ist.

Giessen, 21. Oktober 1904.

(Eingegangen 26. Oktober 1904.)

Bemerkung zu der Arbeit des Herrn J. Zenneck: Theorie und Praxis in der drahtlosen Telegraphie.

Von Erich F. Huth.

Die Bemerkungen, welche Herr Zenneck über die am Schlusse meiner Arbeit „Entmagnetisierung durch schnelle elektrische Schwingungen und ihre Verwendung zur Messung elektromagnetischer Strahlung" angestellten Versuche macht, könnten den Anschein erregen, als ob ich über die Verhältnisse, wie sie bei der praktischen Ausübung der drahtlosen Telegraphie vorliegen, nicht unterrichtet sei und aus meinen Experimenten Schlussfolgerungen gezogen hätte, welche auf die Funkentelegraphie anzuwenden nicht gerechtfertigt sei.

Darauf habe ich zu erwidern, dass ich 1. auf die einschränkenden Bedingungen hingewiesen habe, unter denen man in kleinen Räumen zu arbeiten gezwungen ist. Der Vorwurf, dass die Versuchsanordnungen den Verhältnissen in der Praxis nicht entsprechen, wird unter diesen Umständen sehr wohlfeil zu erheben sein.

2. Nutzanwendungen auf die drahtlose Telegraphie sind nicht allein aus Experimenten, sondern auch auf Grund von Überlegungen gemacht worden, welche unabhängig von meinen speziellen Versuchsanordnungen waren.

3. Bei der Frage, ob die Erdung durch eine Kapazität ersetzt werden könne, wurde

eine Methode angewendet, welche eine Hauptfehlerquelle bei Untersuchungen im Laboratorium, die geringe Entfernung zweier geerdeter Stationen, ausschaltet. Schliesslich wäre es im Interesse der Sache erspriesslicher gewesen, wenn Herr Zenneck seine Ausstellungen etwas exakter motiviert hätte. Apodiktische Urteile sind in diesen Dingen als durchaus unangebracht zu bezeichnen.

(Eingegangen 6. Oktober 1904.)

Elektrische Leitfähigkeit und Ozongehalt der Luft.

Von V. Conrad und M. Topolansky.

Seit Mitte Januar 1904 werden an der Centralanstalt für Meteorologie in Wien gelegentlich eines 24stündigen Beobachtungsdienstes auch Zerstreuungsmessungen mit einem Apparat nach Elster und Geitel von Günther in Braunschweig vorgenommen. Die Messungen werden sechsmal im Tage angestellt und zwar um 12^h Mitternacht, 4^ha, 8^ha, 12^h Mittag, 4^hp und 8^hp. Sind die Termine auch zu weit voneinander abliegend, als dass man eine sichere Kenntnis über den täglichen Gang der Zerstreuung aus den Beobachtungen erlangen könnte, und ist auch der Beobachtungsort (in der Nähe der Stadt) für einwandfreie Messungen nicht gerade besonders geeignet, so kann man doch vielleicht die Abhängigkeit der so gewonnenen Zerstreuungswerte von gewissen meteorologischen Faktoren feststellen.

Da an der genannten Anstalt auch regelmässige Ozonmessungen zu den meteorologischen Beobachtungsterminen 7^ha, 2^hp, 9^hp mit Jodkleisterpapieren von Dr. Lender nach einer willkürlichen Farbenskala, die 14 Töne enthält, (der 0-Ton ist weiss, der 14. Ton am dunkelsten) angestellt werden, so lag es nach den Untersuchungen von Richarz und Schenck[1]) nahe, zu untersuchen, ob die elektrische Leitfähigkeit der Luft und der Ozongehalt derselben in einer Wechselbeziehung stehen.

Wir haben diese Untersuchung folgendermassen angestellt: es wurden jene Tage herausgesucht, die die Ozonstufen 0 und 1 aufwiesen; hierauf wurde das Mittel der Zerstreuungswerte gebildet, die an diesen Tagen gefunden wurden. Die Tage der Ozonstufen 2 und 3 wurden in gleicher Weise behandelt u. s. f. Es standen uns im ganzen ca. 650 Beobachtungen zur Verfügung.

Die folgende Tabelle enthält in der ersten Spalte die betreffenden Ozonstufen, in der zweiten und dritten das entsprechende Mittel der negativen bezw. positiven Zerstreuung (in relativen Werten); in der vierten Spalte steht die Zahl der verwendeten Beobachtungen. Der leichteren Übersichtlichkeit halber haben wir beistehend die Beziehung zwischen Zerstreuung und Ozongehalt noch graphisch in der Fig. 1 dargestellt.

Ozon	$Z-$	$Z+$	Zahl der Beobachtungen
0—1	8,0	8,7	102
2—3	8,9	9,0	60
4—5	9,3	10,6	144
6—7	11,2	11,8	72
8—9	11,8	10,7	80
10—11	14,7	13,1	96
12—13	16,9	17,4	84

Wenn man die Zahlen der Tabelle betrachtet, so sieht man, dass die Zerstreuungswerte mit steigendem Ozongehalt steigen; eine Ausnahme bildet nur das Mittel für die Ozonstufe 8—9, welches einen abnorm tiefen Wert aufweist. Dieser tiefe Wert erklärt sich aber aus dem Umstande, dass hier von den 80 verwendeten Beobachtungen ungefähr 65 bei Nebel angestellt wurden, der die Zerstreuung stark herabdrückte.

Man kann also sagen, dass ein Zusammenhang zwischen der Verfärbungsintensität der Jodkleisterpapiere und der Zerstreuung besteht. Ob man es hier mit einem Zusammenhang der Ozonisierung der Luft und der Leitfähigkeit derselben zu thun hat, muss freilich dahingestellt bleiben, da es ja nicht vollkommen sicher ist, ob gerade das Ozon die Jodkleisterpapiere verfärbt.

Vielleicht könnte man umgekehrt aus der aufgefundenen Beziehung, und der Übereinstimmung mit Richarz und Schenck schliessen, dass die Verfärbung der Jodkleisterpapiere wirklich durch den Ozongehalt hervorgerufen wird.

Sicherlich kann man aber aus diesen Resultaten den Schluss ziehen, dass sich die Jodkleisterpapiere nicht bei höherer relativer Feuch-

1) Berl. Sitzungsber. 1903 und ebenda 1904.

tigkeit dunkler färben, wie Schöne[1]) meint, da sonst die Beziehung zwischen Zerstreuung und Verfärbungsintensität die umgekehrte wäre.

1) s. darüber: J. M. Pernter, Met. Zeitschr. Jahrg. 1881, S. 394.

Wien, k. k. Centralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, August 1904.

(Eingegangen 28. September 1904.)

Quecksilber als kathodische Basis des Lichtbogens.

Von J. Stark.

Damit der Lichtbogen bestehen kann, muss in seiner kathodischen Strombasis eine intensive Emission negativer Elektronionen infolge hoher Temperatur statthaben.[1]) Verhindert man in der kathodischen Strombasis durch künstliche Abkühlung die Entwicklung einer hohen Temperatur, so wird der Lichtbogen unmöglich.[2]) Jener Theorie und diesem Resultat scheint indes die Thatsache zu widersprechen, dass der Lichtbogen flüssiges Quecksilber als Kathode haben kann. Mit Recht macht C. D. Child[3]) in seiner neuen Untersuchung über den Lichtbogen auf diesen Punkt mit folgenden Worten aufmerksam (S. 126): „Es kann z. B. in einem Vakuum zwischen Quecksilberelektroden ein Lichtbogen hergestellt werden, und wenn der Druck 0,29 mm beträgt, so kocht Quecksilber bei 100° C. Diese Temperatur ist viel zu niedrig, um die negativen Ionen von dem Quecksilber fortzutreiben." Diese Bemerkung von Child veranlasst mich, folgende schon vor längerer Zeit gemachten Beobachtungen mitzuteilen.

Es steht fest, dass bei etwa 3 Amp. Stromstärke die kathodische Basis des Quecksilberlichtbogens im Vakuum ungefähr nur 10 mm² gross ist. Wohl in allen bisher untersuchten Fällen war indes die ganze Kathodenoberfläche 10—1000 mal grösser. Wenn also in der kathodischen Strombasis eine hohe Temperatur vorhanden ist, so gilt dies nur von einem kleinen Teil der Kathodenoberfläche; der übrige Teil mag eine niedrige Temperatur haben. Sodann ist zu beachten, dass die hohe Temperatur der kathodischen Strombasis nur in der äussersten Oberfläche vorhanden ist; im Innern der kathodischen Quecksilbermasse mag eine niedrige Temperatur herrschen. Dass von der kathodischen Strombasis nach dem Innern der Kathode ein riesiger Temperaturabfall vorhanden sein kann, konnten Herr Cassuto und der Verfasser an Messingelektroden auf folgende Art feststellen. Als Kathode diente eine Röhre von etwa 0,7 mm dickem Messing; durch sie wurde ein rascher Strom von Leitungswasser getrieben; wurde der Lichtbogen entzündet, so verdampfte in seiner kathodischen Strombasis das Metall, obwohl das aus der Röhre tretende Wasser kalt blieb.

Würde die Temperatur der kathodischen Strombasis auf der ganzen Kathodenoberfläche und auch im Innern des flüssigen Quecksilbers vorhanden sein und thermisches Gleichgewicht zwischen Flüssigkeit und Dampf bestehen, so könnte natürlich bei 0,29 mm Druck die Temperatur nicht diejenige der Gelbglut sein. In Wirklichkeit aber ist diese hohe Temperatur nur in der kleinen Strombasis vorhanden; hier besteht kein rein thermisches Gleichgewicht zwischen Dampf und Flüssigkeit, es hat vielmehr eine sehr stürmische Verdampfung statt.[1]) Hier halten sich Wärmeverlust durch Verdampfung und Wärmeverlust durch Leitung, Konvektion und Strahlung auf der einen Seite und Wärmegewinn durch elektrische Arbeit auf der anderen Seite das Gleichgewicht. Die elektrische Arbeit an der Kathode ist gleich dem Produkt aus Kathodenfall (6 Volt) und der Stromstärke; sie beträgt in dem angenommenen Fall für 10 mm² kathodische Strombasis und 3 Amp. 18 Watt oder 4,3 Grammkalorien pro Sekunde. Damit diese Wärmemenge durch Verdampfung und Leitung fortgehen kann, muss die Temperatur in der kathodischen Strombasis genügend hoch werden, in unserem Fall bis zur Gelb- oder Weissglut steigen.

Dass in Wirklichkeit die theoretisch geforderte hohe Temperatur in der kathodischen Strombasis vorhanden ist, dafür zeugt folgende spektroskopische Beobachtung. Entzündet man den Lichtbogen im Vakuum bei Zimmertemperatur durch Induktion[2]) ohne künstliches Anwärmen, so ist der dunkle Zwischenraum an der Kathode zunächst gross und die Lichtemission klein, gleichzeitig bietet sich dem Auge die kathodische Strombasis als ein gelb- bis weissglühender Fleck dar, der in unregelmässiger Bewegung auf der Kathodenoberfläche umherirrt. Bringt man den Spalt eines lichtstarken Spektroskops ganz nahe an die Kathodenoberfläche, so nimmt man die Hauptlinien des Quecksilbers wahr; immer aber, wenn die glühende Basis bei ihrer unregelmässigen Bewegung vor den Spalt kommt, schiesst durch das Linienspektrum ein Streifen kontinuierliches Spektrum, wie sich besonders gut in Rot beobachten lässt. Dieses kontinuierliche Spektrum

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 12, 673, 1903.
2) J. Stark u. L. Cassuto, diese Zeitschr. 5, 264, 1904.
3) C. D. Child, Phys. Rev. 19, 117, 1904.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 12, 677, 1903; J. Stark u. L. Cassuto, diese Zeitschr. 5, 268, 1904.
2) J. Stark, Ann. d. Phys. 12, 709, 1903.

dürfen wir wohl darauf zurückführen, dass in der kathodischen Basis des Lichtbogens an Quecksilber das flüssige Quecksilber die Temperatur der Gelb- bis Weissglut besitzt.

Göttingen, 30. Oktober 1904.

(Eingegangen 30. Oktober 1904.)

Eine quantitative Bestimmung der anomalen Dispersion des Natriumdampfes im sichtbaren und ultravioletten Spektralgebiete.

Von R. W. Wood.

Die Dispersion eines Mediums mit einer einzigen Bande metallischer Absorption wird dargestellt durch die Formel

$$n^2 = 1 + \frac{m\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2},$$

wo λ_m die Wellenlänge im Centrum der Absorptionsbande und m eine Konstante ist. Bisher ist diese Formel niemals experimentell geprüft worden, und zwar deshalb nicht, weil kein geeignetes Medium bekannt war, welches genaue Bestimmungen der Änderung des Brechungsindex mit der Wellenlänge gestattete. Ein solches Medium besitzen wir nun in dem Dampfe des metallischen Natriums, doch sind die entgegenstehenden experimentellen Schwierigkeiten derartig gross, dass bislang nur qualitative Beobachtungen haben gemacht werden können.

Nach vielen vergeblichen Bemühungen wurden endlich Methoden ausgearbeitet, welche genaue Bestimmungen des absoluten Brechungsindex des metallischen Dampfes bei verschiedenen Dichten ermöglicht haben, und zwar für alle Wellenlängen vom äussersten Rot bis tief ins Ultraviolett hinein. Für Wellenlängen in unmittelbarer Nachbarschaft der D-Linien wurde für den Brechungsindex der Wert 1,38 gefunden, ein Wert wie für manche Flüssigkeiten; dabei ist selbst in der Gegend der D_3-Linie des Heliums die Dispersion so gross, dass, wenn wir ein Prisma aus dem Dampf bilden könnten, welches eine gleiche Ablenkung hervorbrächte wie ein Glasprisma von 60^0, wir mit dessen Hilfe ein schmales Zeeman-Doublet so weit trennen könnten, wie in dem durch das Glasprisma erzeugten Spektrum die Entfernung zwischen dem Rot und dem Blau beträgt. Die erhaltenen Resultate wurden in die Formel eingesetzt, und es zeigte sich die beste Übereinstimmung.

Die anomale Dispersion des Dampfes wurde zuerst von Kundt beobachtet und seitdem von Becquerel, Julius, Ebert u. a. untersucht. Diese Forscher haben ihre Beobachtungen meistens auf die Dispersion beschränkt, welche erzeugt wird durch Flammen von prismatischer Form, die Natriumdampf enthalten. Unter diesen Umständen ist die anomale Dispersion in unmittelbarer Nachbarschaft der D-Linien nur scheinbar, denn sie erstreckt sich im Spektrum nach beiden Seiten hin nicht viel weiter als die Entfernung zwischen diesen Linien beträgt. Vor etwa vier Jahren zeigte nun der Verfasser, dass es unter Anwendung des Metalldampfes in Glasröhren möglich ist, weit grössere Ablenkungen zu erhalten und die Beobachtung der Dispersion vom äussersten Rot bis zum Violett auszudehnen. Diese Resultate wurden ermöglicht durch die äusserst bemerkenswerten physikalischen Eigenschaften des Dampfes, welche alsbald eingehender besprochen werden sollen.

Die in erhitzten Glasröhren gebildeten Prismen sind in Wirklichkeit inhomogene Cylinder des Dampfes, und zwar ist die Dichte am grössten längs des erhitzten Bodens der Röhren und am geringsten an der Spitze. Die durch inhomogene Dampfmassen gelieferten Bestimmungen sind überraschend gut, und es lassen sich relative Werte der Brechungsindices ohne Schwierigkeit bestimmen; indessen konnten keine Mittel und Wege gefunden werden zur Bestimmung des Winkels des äquivalenten Prismas, und somit war es unmöglich, mehr zu erreichen als Vermutungen über die absoluten Werte. Ein vor mehreren Jahren gemachter Versuch, mittels Interferenzmethoden Daten zu erhalten, führte zu keinem Ergebnis aus dem Grunde, dass die Streifen sofort durch Konvektionsströme erhitzten Wasserstoffs verwischt wurden. Durch Anwendung des Auskunftsmittels, das Metall in einem hohen Vakuum zu erhitzen, wurde es ermöglicht, mit dem D_3-Licht des Heliums Ablenkungen von 1500 Streifenbreiten zu erreichen, ohne dass das Aussehen der Streifen irgendwie verändert wurde. Durch Kombination der mit dem Interferometer erhaltenen Daten mit den durch prismatische Ablenkung erhaltenen relativen Werten ist es möglich gewesen, für ein sehr breites Wellenlängengebiet absolute Werte zu erhalten. Wir wollen nun mit einer kurzen Besprechung der Eigenschaften des Mediums beginnen.

Physikalische und optische Eigenschaften des Dampfes von metallischem Natrium.

Eine der hauptsächlichen Schwierigkeiten, welche sich der Messung der optischen Konstanten des Natriumdampfes in den Weg stellte, ist die Unmöglichkeit, den Dampf in Gefässe einzuschliessen, welche durch ebene Glasflächen begrenzt werden. Sobald nämlich die Temperatur so weit gestiegen ist, dass sich Dampf von einigermassen beträchtlicher Dichte bildet, wird das Glas angegriffen und durch die Reduktion der Silikate undurchsichtig gemacht. Der Dampf

besitzt indessen eine höchst bemerkenswerte Viskosität, mit deren Untersuchung ich gegenwärtig beschäftigt bin, und welche es möglich macht, mit Hilfe eines hohen Vakuums eine Masse von grosser Dichte zu bilden, die getrennt ist von den die Röhre verschliessenden Glasplatten. Bringt man eine Anzahl Stücke reinen Natriums in eine Röhre aus hartem Jenenser Glas, deren Enden durch kleine Stücke dünner Glasplatten verschlossen sind, und evakuiert man die Röhre mittels einer Quecksilberpumpe, während man gleichzeitig das untere Ende durch kleine Bunsenbrenner stark erhitzt, so zeigt der Natriumdampf sehr wenig Neigung, zu den kälteren Partien der Röhre überzudestillieren. Er kondensiert sich selbstverständlich am oberen Ende der Röhre, aber er wird von der Oberfläche des geschmolzenen Metalles so sehr viel schneller abgegeben, als er in den oberen Teil diffundieren kann, dass der Verlauf des Dichtigkeitsgradienten sehr steil ist. (Fig. 1.)

Fig. 1.

Die so hergerichtete Röhre wird in der gleich zu beschreibenden Weise angewandt und zeigt alsdann die starke anomale Dispersion in der Nachbarschaft der *D*-Linien mit grosser Klarheit.

Eine Röhre von 25 cm Länge wird auf die Länge von 10 cm allseitig zur Rotglut erhitzt mittels eines von einem starken Strom durchflossenen Eisendrahtes; in derselben kann sich eine Menge Natriumdampfes von hinreichender Dichte bilden, um eine Verschiebung von mehreren Tausend Heliumstreifen (D_3) zu liefern; trotzdem ist jenseits des erhitzten Röhrenteiles praktisch keine Spur des Dampfes wahrzunehmen. Diese Bedingung kann eine Stunde lang und darüber aufrecht erhalten werden infolge der ausserordentlich langsamen Diffusion. Erhitzt man Quecksilber unter ähnlichen Umständen, so ist es nicht möglich, Verschiebungen von mehr als 1 oder 2 Streifen zu erhalten. Kalium destilliert fast augenblicklich zu den kälteren Röhrenteilen über. Die übrigen Alkalimetalle sind noch nicht untersucht worden.

Anomale Dispersion tritt auf bei den Absorptionslinien, welche den Hauptserien angehören; sie ist sehr stark bei den *D*-Linien, schwach beim ersten Paar der ultravioletten Linien ($\lambda = 3303$), und fast unmerklich beim zweiten Paar ($\lambda = 2852$), wie aus Fig. 2 ersichtlich.

Fig. 2.

Ist der Dampf von beträchtlicher Dichte, so laufen die *D*-Linien in eine einzige Absorptionsbande zusammen, und die Dispersion kann durch das gesamte Wellenlängengebiet dargestellt werden als herrührend von Elektronen einer einzigen Periode, denn die ultravioletten Banden beeinflussen den Brechungsindex nur in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft. Diese Banden treten in dem Masse auf, als die Dichte des Dampfes zunimmt, und zwar erscheint die zweite erst, wenn die Bande bei den *D*-Linien drei- oder viermal so breit geworden ist wie der Abstand zwischen den Linien. Das komplizierte kannellierte Absorptionsspektrum scheint keinen Einfluss auf die Brechung des Dampfes auszuüben.

Ich bin jedoch überzeugt, dass das kannellierte Absorptionsspektrum die Brechung des Mediums in geringem Grade beeinflusst, und beabsichtige in allernächster Zeit diese Frage mittels einer Modifikation der Schlierenmethode zu untersuchen. Die kannellierten Banden beeinflussen die magnetische Rotationsdispersion ganz bedeutend, ein Gegenstand, über den zur Zeit Untersuchungen im Gange sind. Die magnetische Dispersion ist viele Male grösser als die gewöhnliche Dispersion, wie eine Untersuchung von Vakuum-Dispersionsröhren in einem starken magnetischen Feld mittels polarisierten Lichtes gezeigt hat; die ganze Frage wird in einer demnächstigen Arbeit eingehend aufgenommen werden.

Die absoluten Werte der Brechungsindices für verschiedene Dichten sind mittels des Interferometers für monochromatisches Licht verschiedener Wellenlängen bestimmt worden. Relative Werte (Dispersion) sind auf demselben Wege sowohl, als auch nach der Methode der gekreuzten Prismen erhalten worden.

Bestimmung der Dispersion mittels des Interferometers.

Die allgemeine Anordnung des Apparates zeigt Fig. 3. Das Interferometer war ein von

Fig. 3.

Brace entworfenes Michelsonsches Instrument. Die Grundlage des Instruments bestand aus einem schweren Messingrohr von 12 cm Durchmesser und etwas mehr als einem Meter Länge. Die Anordnung der Spiegel ist aus der Figur ersichtlich; mit Ausnahme eines einzigen waren sie aus Spiegelmetall. Das Licht einer Bogenlampe wurde auf den Spalt des monochromatischen Beleuchtungsapparats konzentriert. Der aus dem Spalt dieses Instruments austretende Strahl umfasste ein Wellenlängengebiet, welches etwa dem Gebiet zwischen den D-Linien gleichkommt. Nahe dem Spalt war eine Heliumröhre angebracht, welche ein Licht von konstanter Wellenlänge lieferte, und die Beobachtungen bestanden darin, die Streifenverschiebungen für die beiden Lichtarten zu zählen, wenn eine gegebene Menge Natriumdampf in den Weg eines der interferierenden Strahlen gebracht wurde. Ein kleiner Spiegel war vor dem Interferometer angebracht und lenkte einen Teil des austretenden Lichtes in ein Fernrohr ab, während der Rest des Strahles in ein zweites Fernrohr eintrat. Durch eine kleine Justierungsvorrichtung war es möglich, die von dem Heliumlicht gebildeten Streifen in dem einen Fernrohr und die von dem aus dem monochromatischen Beleuchtungsapparat austretenden Licht gebildeten in dem andern Fernrohr deutlich zu erhalten. Das Heliumrohr stand ein wenig nach der einen Seite des Spaltes zu; infolgedessen trat nur ein sehr geringes Übergreifen der beiden Systeme ineinander auf.

Das Natrium war enthalten in einem nahtlosen Stahlrohr. das mit Asbestpapier bedeckt und mit einer Spirale von Eisendraht umwickelt war, durch welche ein starker Strom geschickt wurde. Die Enden des Rohres waren durch Glasplatten verschlossen, welche so dick waren, dass sie die Stelle der Kompensationsplatte vertraten, welche gewöhnlich parallel zum transparenten Spiegel aufgestellt ist. Das Rohr wurde mittels einer Quecksilberpumpe evakuiert, welche während der ganzen Versuchsreihen mit ihm in Verbindung gehalten wurde, um den okkludierten Wasserstoff zu entfernen, welcher in Freiheit gesetzt wurde, sobald das Natrium erhitzt wurde.

Die D_3-Linie des Heliums war in der angewandten Röhre so stark, dass keine Farbenschirme notwendig waren; die Streifen waren so deutlich ausgeprägt wie die mit Natriumlicht erhaltenen. Wegen der Nachbarschaft der Absorptionsbande wurden mit einer geringen Menge verhältnismässig dünnen Natriumdampfes sehr grosse Streifenverschiebungen erhalten.

In den elektrisch geheizten Röhren zeigte der Natriumdampf kein Bestreben, die inhomogenen Prismenäquivalente zu bilden; infolgedessen blieben selbst nach sehr grossen Verschiebungen die Streifen gerade. Es waren zwei Beobachter nötig: der eine zählte die Heliumstreifen beim Durchgang durch den Faden des Fernrohres, der andere beobachtete den Durchgang der Streifen, welche von dem aus dem monochromatischen Beleuchtungsapparat austretenden Licht gebildet wurden. Wenn das angewandte Licht auf derselben Seite der D-Linien lag wie die Heliumlinie, so wurden die beiden Streifengruppen nach derselben Richtung abgelenkt; liegt es auf der andern Seite, so erfolgen die Ablenkungen im entgegengesetzten Sinne. Neben der Vergleichung von Licht aus dem monochromatischen Beleuchtungsapparat mit dem Heliumlicht wurde eine sehr sorgfältige Vergleichung mit der grünen Quecksilberlinie vorgenommen, da dieses Licht bei den absoluten Bestimmungen zur Anwendung kommen sollte.

Es war die Arbeit vieler Wochen erforderlich, um alle Fehlerquellen zu beseitigen und die beste Arbeitsmethode ausfindig zu machen. Als ein Beispiel für die aufgetretenen und überwundenen Schwierigkeiten möge das Folgende dienen. Wurde mit Licht aus dem monochromatischen Beleuchtungsapparat gearbeitet, dessen Wellenlänge denen der *D*-Linien sehr nahelag, so verschwanden die Streifen, bevor eine Verschiebung von mehr als einer oder zwei Streifenbreiten beobachtet werden konnte. Wir hatten gewöhnlich die Spiegel des Instrumentes so justiert, dass in den Fernrohren die Mitten der Streifensysteme gesehen wurden. Es stellte sich schliesslich heraus, dass das Verschwinden von der Dispersion des Dampfes herrührte, und wenn wir die Schraube des Instruments in dem Sinne drehten, dass die Länge des Luftweges vermehrt wurde, so traten die Streifen wieder auf. Die vorteilhafteste Arbeitsmethode war daher die, die Beobachtungen mit dem längsten Luftwege zu beginnen, bei dem die Streifen noch sichtbar waren; mit der Bildung des Natriumdampfes nahmen sie zuerst an Schärfe zu und verschwanden dann allmählich. Auf diese Weise war es möglich, eine doppelt so grosse Verschiebung zu erhalten als vorher. Wenn es sich als wünschenswert erweist, mit dichterem Dampf zu arbeiten, um die von dem entwickelten Wasserstoff herrührenden Fehler auszuschalten, so braucht man nur die Länge des Luftweges weiter zu vergrössern und weiter nach aussen im System zu arbeiten. Unter diesen Umständen sind die Streifen am Anfang und am Ende des Versuches unsichtbar und treten erst in die Erscheinung, wenn eine beträchtliche Menge Natriumdampf vorhanden ist. Dasselbe gilt in geringerem Grade auch für Heliumlicht; hier verschwinden die Streifen nach einer Verschiebung von ungefähr 200 Streifenbreiten. Vergrössert man die Länge des Luftweges, entweder, indem man die Schraube des Instruments dreht, oder durch Einschaltung von einer oder mehreren dicken planparallelen Glasplatten, so treten die Streifen wieder auf, und man kann die Zählung fortsetzen. Die letztere Methode wurde vorgezogen, weil man die Glasplatte im Augenblick einschalten kann, ohne die Zählung unterbrechen zu müssen. Dieses Hilfsmittel war nur bei den absoluten Bestimmungen mit Heliumlicht erforderlich, denn bei der Vergleichung erreichte der Dampf niemals eine solche Dichte, dass dadurch die Heliumstreifen zum Verschwinden gebracht worden wären.

Bestimmung der Dispersion in unmittelbarer Nachbarschaft der *D*-Linien.

Der ausserordentlich hohe Wert der Dispersion in der Nähe der Absorptionsbande macht es unmöglich, aus dem Spektrum hinreichend homogenes Licht auszusondern, um Interferenzstreifen zu erhalten, wenn auch nur eine sehr kleine Menge Natriumdampf in den Weg des Lichtes eingelassen ist. Es erwies sich als schwierig, befriedigende Werte zu erhalten mit Licht aus dem monochromatischen Beleuchtungsapparat, welches viel näher an D_3 ist als die Entfernung zwischen D_2 und D_3 beträgt; die Streifen werden dann verwischt, sobald die geringsten Spuren von Natriumdampf sich bilden. Es wurde daher eine abweichende Methode angewandt, welche ausgezeichnete Ergebnisse lieferte.

Es ist klar, dass, wenn man zur Beleuchtung des Interferometers Licht von zwei verschiedenen Wellenlängen anwendet, die Einführung des Metalldampfes die beiden Streifensysteme um verschiedene Beträge verschieben wird, und zwar werden die Streifen auftreten und verschwinden, je nachdem sie in gleicher oder entgegengesetzter Phase zusammentreffen. Werden beide Systeme nach der gleichen Seite abgelenkt, wie es der Fall ist, wenn beide Wellenlängen auf derselben Seite der Absorptionsbande liegen, so kann man die Dispersion messen, indem man die Anzahl der Streifen zählt, welche von einem Verschwinden bis zum nächstfolgenden durch den Faden des Fernrohres gehen. Findet man beispielsweise für diese Zahl 15, so weiss man, dass der eine Wellenzug um 15 Wellenlängen verlangsamt oder beschleunigt wird, unter denselben Umständen, die eine Verschiebung von 16 Streifen für den andern Wellenzug hervorbringen. Jede Unsicherheit über die Bewegung der Streifen während einer Periode geringster Sichtbarkeit wurde bei der angewandten Methode vermieden, wie sogleich ersichtlich werden wird.

Um die Dispersion nahe der *D*-Linien zu bestimmen, brauchen wir äusserst homogenes Licht von zwei verschiedenen Wellenlängen, welche eine enge Doppellinie an dem Punkte geben, bei welchem wir die Dispersion zu messen wünschen.

Dies wurde erreicht, indem wir die Strahlung einer Heliumlinie in ein Zeeman-Triplet zerlegten und die mittlere Komponente heraussonderten mittels eines Nicolschen Prismas, welches mit seiner Schwingungsebene senkrecht zu den Linien magnetischer Kraft angeordnet war. Es wurde ein grosser Ruhmkorff-Magnet mit einem Ampèremeter im Stromkreis verwandt; der Schlüssel zum Schliessen und Öffnen des Stromkreises war nahe am Beobachtungsfernrohr des Interferometers angebracht. Die Entfernung zwischen den Komponenten der doppelten Linie, welche erhalten wurde, wenn ein Strom von 30 Ampère durch den Magnetkreis ging, wurde zu $^1/_{23}$ der Entfernung zwi-

schen den Natriumlinien gefunden. Diese Bestimmung wurde mit Leichtigkeit ausgeführt, indem man die Anzahl von Umdrehungen der Interferometerschraube zählte, welche erforderlich waren, um den Durchgang der Streifen durch eine gegebene Zahl von Phasen grösster Sichtbarkeit hervorzubringen; die Methode ist die gewöhnlich im Laboratorium bei der Bestimmung der relativen Wellenlängen der Natriumlinien angewandte. Das Magnetfeld wurde nun abgestellt und die Temperatur der Heizspule allmählich gesteigert. Wenn sich Natriumdampf bildete, wurden die Streifen bei ihrem Durchgang durch das Gesichtsfeld gezählt. In häufigen Zwischenräumen wurde der Strom einen Bruchteil einer Sekunde lang durch den Magneten geschickt, und man sah dann, wie die Streifen nacheinander Phasen von Sichtbarkeit und Unsichtbarkeit durchliefen. Das augenblickliche Verschwinden, welches durch das Magnetfeld hervorgerufen wurde, störte die Zählung nicht, denn die Streifen bewegen sich langsam und mit der Regelmässigkeit eines Uhrwerks. Der genaue Moment, in welchem die Streifen verschwanden, konnte natürlich nicht mit absoluter Sicherheit bestimmt werden, denn sie blieben unsichtbar während einer Periode, wie sie von einer Verschiebung um mehrere Streifenbreiten beansprucht wird; es wurden aber durch Beobachtung von sechs- oder siebenmaligem aufeinanderfolgenden Verschwinden Werte erhalten, welche um nicht mehr als 2 oder 3 Proz. voneinander abwichen. Das Mittel aus einer Anzahl von Ablesungen zeigte, dass der Natriumdampf die beiden Streifengruppen im Verhältnis von 10,5 zu 11 verschob, d. h. Streifen, welche von der Wellenlänge 587487 gebildet werden, werden um 10,5 Streifenbreiten verschoben, während von der Wellenlänge 587513 gebildete um 11 Streifenbreiten verschoben werden. Diese Zahlen erscheinen auf den ersten Blick nicht sehr gewaltig, bis wir sie in prismatische Ablenkungen übersetzen. Ein Prisma mit derselben Dispersion, welches eine gesamte Ablenkung von nur 11^0 giebt, würde die beiden Komponenten des Zeeman-Triplets um einen halben Grad trennen, oder wenn wir ein Natriumdampfprisma konstruieren könnten von der gleichen Ablenkung wie ein Glasprisma von 60^0, so würden zwei Linien, welche im Spektrum 23 mal so eng zusammenliegen wie die D-Linien, durch einen grösseren Abstand voneinander getrennt werden, als die Entfernung zwischen dem Rot und dem Blaugrün in dem durch das Glasprisma gebildeten Spektrum beträgt.

Dieselbe Methode wurde angewandt zu einer Bestimmung der Dispersion zwischen den gelben Quecksilberlinien zu dem Zweck, eine Kontrolle zu erhalten für die Kurve, welche erhalten wurde durch Vergleichung der Verschiebungen der Heliumstreifen mit Streifen, welche durch Licht aus dem monochromatischen Beleuchtungsapparat gebildet wurden. Es war unmöglich, so genaue Daten zu bekommen, wie sie mit den Zeeman-Linien erhalten wurden, da Augenblicke vollständiger Unsichtbarkeit auftraten; es war indessen durch stetiges Zählen möglich, die wenigen Sekunden, während deren das Feld leer war, zu berechnen und eine gute Schätzung der relativen Verschiebungen zu erlangen. Es wurde eine Anzahl von Beobachtungen gemacht, deren Mittel 5:6 als das Verhältnis der Verschiebungen für die Wellenlängen 5770 und 5790 ergab. Diese Werte stimmten fast genau überein mit der Kurve, welche mit dem monochromatischen Beleuchtungsapparat und der Heliumröhre erhalten worden war.

Prismatische Bestimmung der Dispersion in unmittelbarer Nachbarschaft der D-Linien.

Wie schon gezeigt, können Prismen von ausgezeichneter Auflösungskraft gebildet werden durch Erbitzung metallischen Natriums in stark evakuierten Röhren aus hartem Glas. Bei meinen früheren Versuchen, bei denen das Metall in einer Wasserstoffatmosphäre erhitzt wurde, war die Auflösung nicht gut genug, um nahe und zwischen den D-Linien nach der Methode der gekreuzten Prismen eine glatte Kurve zu erhalten. Die Photographien in meiner ersten Arbeit, in denen die Dispersion zwischen den Linien gezeigt wird, wurden aufgenommen unter Anwendung einer prismatischen Wasserstoffflamme, welche aus einem Platinbrenner brannte und mit Natriumdampf beschickt wurde. Durch Verwendung von Vakuumröhren, welche durch sehr kleine Flammen erhitzt werden, können weit bessere Resultate erzielt und vollkommen glatte Kurven erhalten werden. Es wurden zwei verschiedene Methoden verwandt zur Bestimmung der Ablenkung, welche das Prisma für Wellenlängen nahe den D-Linien hervorbringt.

Ein rechteckiges Netz wurde mittels einer Rowlandschen Teilmaschine auf einer kleinen Glasplatte gezogen. Diese Platte wurde im Okular des Spektroskops angebracht, auf dessen Spalt das Bild eines horizontalen Spaltes nach der Dispersion durch die Natriumröhre entworfen wurde. Das Spektroskop war versehen mit einem Plangitter von 20000 Linien auf 1 Zoll, welches ein sehr glänzendes Spektrum zweiter Ordnung gab. Es fielen vier Felder des rechtwinkligen Gitters zwischen die D-Linien und neun Quadrate zwischen D_2 und D_3.

Es wurde die Temperatur in der Natriumröhre erhöht, und man beobachtete die relativen Ablenkungen in den verschiedenen Feldern des

Gitters. Das Licht in unmittelbarer Umgebung der D-Linien wurde vollständig aus dem Gesichtsfeld des Fernrohrs hinaus abgelenkt, bevor bei der Heliumlinie irgendwelche messbare Ablenkung auftrat. Bei einer Temperatur, bei welcher das Spektrum bei der Heliumlinie um die Breite eines Feldes abgelenkt wurde, waren die Wellenlängen zwischen den D-Linien und in dem Bereich von zwei Feldern zu beiden Seiten derselben durch Absorption verloren. Durch schrittweise bei verschiedenen Temperaturen vorgenommene Messungen war es möglich, einen sehr guten Begriff von der Dispersionskurve innerhalb dieses sehr engen Spektralbereichs zu erhalten. Das Aussehen des Spektrums auf diesem karierten Hintergrunde zeigt Fig. 4. Die Dispersion ist hier etwas grösser bei D_2 als bei D_1.

D_1 D_2 D_3

Fig. 4.

Es wurden Beobachtungen der Dispersion gemacht in einem Viertel Felde von D_2, d. h. in einer Entfernung von der Absorptionslinie gleich $^1/_6$ der Entfernung zwischen den D-Linien. Die Ablenkung an dieser Stelle wurde gleich 80mal der Ablenkung der Heliumlinie berechnet. Numerieren wir die Linien des Netzes zwischen D_3 und D_2 von 1—9, so waren die Beobachtungen folgendermassen: Das Licht ganz nahe bei D_2 ($^1/_4$ Feld entfernt) zeigte sich deutlich über eine Entfernung von 7 Feldern nach unten verschoben bei einer Dichte des Dampfes, welche hinreichte, um das Spektrum bei der ersten Linie (= 5888,3) über ein Feld zu verschieben. Darauf wurde die Temperatur ein wenig gesteigert. Das Licht unmittelbar bei D_2 verschwand jetzt teils infolge der Absorption, teils infolge Ablenkung aus dem Gesichtsfeld. Das Spektrum bei der ersten Linie wurde über drei Felder abgelenkt, das bei der zweiten Linie um ein Feld. Nun wurde die Temperatur erhöht, bis das Spektrum bei der neunten Linie um ein Feld abgelenkt wurde. Die Ablenkung betrug nun bei der zweiten Linie fünf, bei der dritten drei und bei der fünften zwei Felder.

Diese Ergebnisse für die verschiedenen Wellenlängen zwischen D_3 und D_2 werden in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

	Ablenkungen
D 5875	1
5881,6	2
5885	3
5886,6	5
5888,3	12
5889,6	84

Diese Werte sind natürlich nur angenäherte, da die Felder mit der Annäherung an D_2 wachsen.

Aus diesen Resultaten kann man die Werte der Brechungsindices berechnen innerhalb dieses Gebietes für den sehr dichten Dampf, der bei den absoluten Bestimmungen verwandt wurde. Diese Werte sollen als „beobachtete“ bezeichnet und mit den aus der Dispersionsformel für die entsprechenden Wellenlängen berechneten verglichen werden.

Ich habe schon von der enormen Dispersion bei der Heliumlinie gesprochen einer Dispersion, die gross genug ist, um ein Zeeman-Doublet um einen Betrag nahezu gleich der Breite des ganzen sichtbaren Spektrums eines Glasprismas von 60^0 zu trennen, vorausgesetzt, dass man ein Natriumdampfprisma von gleicher mittlerer Ablenkung konstruieren und das zu untersuchende Licht hindurchgehen lassen könnte. So gross diese Dispersion auch sein mag, so ist sie doch nichts im Vergleich zu derjenigen in etwa einer Ångström-Einheit von einer der D-Linien, wie ein Blick auf obige Tabelle zeigt.

Optische Beobachtungen der Dispersion im sichtbaren Spektrum nach der Methode der gekreuzten Prismen.

Als Kontrolle zu den mit dem Interferometer erhaltenen Resultaten wurde eine Reihe von Dispersionsmessungen nach der Methode der gekreuzten Prismen ausgeführt. Die Methode war identisch mit der in meiner früheren Arbeit beschriebenen, nur wurde das Metall in einer stark evakuierten Röhre aus hartem Jenenser Glas erhitzt, anstatt in einer mit Wasserstoff gefüllten Röhre. Diese Röhren können leicht hergerichtet werden und bieten absolut keine Schwierigkeiten. Sie springen indessen leicht beim Wiedererhitzen nach einer Abkühlung. Es ist nicht nötig, das Natrium in getrennten kleinen Stücken zu haben. Der Vorgang ist nämlich nicht der, dass sich eine Anzahl von Natriumdampfprismen bildet, sondern es entsteht ein Dampfcylinder, dessen Dichte längs der erhitzten Grundfläche der Röhre sehr gross ist und nach oben hin bis nahe zu Null hin abnimmt. Wenn die Herstellung einer Röhre für Demonstrationszwecke wünschenswert erscheint,

ist eine Röhre aus dünnem Stahl vorzuziehen, da solche immer wieder benutzt werden kann. In diesem Falle ist es notwendig, eine dicke Lage von Asbestpappe längs des oberen Endes der Röhre anzubringen, da die gleichmässigere Erwärmung infolge der besseren Leitfähigkeit des Stahles der Bildung inhomogener Dampfcylinder nachteilig ist, welche nur dann eintritt, wenn der Temperaturgradient vom unteren zum oberen Röhrenende hin sehr steil verläuft. Die Glasplatten an den Enden werden mit Siegellack befestigt, wobei man ein kleines Glasrohr ansiegelt, wie ich es in meiner früheren Arbeit beschrieben habe, durch welches die Luft ausgepumpt wird. (Siehe Fig. 5.)

Fig. 5.

Eine ausführliche Beschreibung des Apparates habe ich in meiner ersten Arbeit gegeben. Er besteht kurz aus einem horizontalen Spalt, auf dem der Krater einer Bogenlampe abgebildet wird. Steht eine Nernstlampe zur Verfügung, so kann man sie vorteilhaft statt des beleuchteten Spaltes verwenden, indem man den Glühkörper horizontal anbringt. Das Licht vom Spalt wird durch eine Linse parallel gemacht, geht durch die Natriumröhre und wird durch eine zweite Linse auf den Spalt eines kleinen Spektrometers konzentriert. Es ist fast ebensogut, eine einzige Linse zu verwenden, welche die Strahlen konvergent macht und so durch die Dispersionsröhre gehen lässt. (Siehe Fig. 6.)

Lichtbogen
Horizontaler Spalt
Dispersionsrohr

Fig. 6.

Wünscht man, das anomale Spektrum zu zeigen, so setzt man an Stelle des Spektroskops ein schwaches Okular ein.

Numerische Ergebnisse.

Die nach den drei Methoden erhaltenen Zahlen werden in der zweiten Kolumne der Tabelle in dem späteren Abschnitt über „Brechung und Dispersion von Natriumdampf von grosser Dichte" wiedergegeben werden. Der Gleichmässigkeit wegen sind sie alle auf dieselbe Einheit zurückgeführt worden; als solche wurde eine Verschiebung von 100 Heliumstreifen (D_3) angenommen. Eine Wellenlänge, deren relative Verschiebung gegenüber dem Heliumlicht der Interferometerstreifen als 1 : 4 gefunden wurde, ist in die Tabelle als 25 eingetragen.

Das Verschiebungsverhältnis für die grüne Quecksilberlinie, bezogen auf Helium, wurde als 1 : 25 gefunden. Die Wellenlänge dieses Lichtes ist daher in der Tabelle durch die Zahl 4 dargestellt; das bedeutet, dass ein Prisma von Natriumdampf, welches eine Ablenkung 4 für grünes Quecksilberlicht hervorbringt, eine Ablenkung 100 für Heliumlicht giebt. Die nach der Methode der gekreuzten Prismen (sowohl bei direkter Beobachtung als auch photographisch) erhaltenen Resultate wurden auf denselben Massstab reduziert durch Vergleichung mit dem für die grüne Quecksilberlinie gefundenen Werte. Dies erwies sich als notwendig, denn wenn man Dampf von hinreichender Dichte benutzt, um im blauen und violetten Gebiet eine messbare Ablenkung zu erzielen, so absorbiert derselbe das von der Heliumlinie eingenommene Spektralgebiet fast vollständig. Die Werte, welche mittels des Zeeman-Doublets und der beiden gelben Quecksilberlinien nach der Koinzidenzenmethode erhalten wurden, sind in der Tabelle nicht mit aufgeführt. Diese Werte waren nur relative, d. h. sie waren weder auf Heliumlicht noch auf irgendeine andere Wellenlängeneinheit bezogen. Daher war es erforderlich, einer der Wellenlängen einen Verschiebungswert beizulegen, welcher der nach den Ergebnissen der anderen Methoden entworfenen Kurve entnommen wurde, und danach dann die Verschiebung der übrigen Wellenlängen zu berechnen. So war z. B. für den Fall der gelben Quecksilberlinien von den Wellenlängen 577 und 579 das aus der Koinzidenzenmethode erhaltene Verschiebungsverhältnis 5 : 6. Die Verschiebung von 577 wurde aus der Kurve zu 14 gefunden, d. h. 14 dieser Streifen gegen 100 des Heliums. Die Verschiebung der Wellenlänge 579 bezogen auf Helium wird durch die Proportion $5:6 = 14:x$ gegeben, woraus wir erhalten $x = 16{,}8$, einen Wert, der genau in die mit dem Interferometer erhaltene Kurve fällt.

Dasselbe geschah mit den Werten, welche durch Auflösung der Heliumlinie in ein Zeeman-Doublet erhalten wurden, 11 Streifen für $\lambda = 587487$, 11,5 Streifen für $\lambda = 587513$. Die Werte für das zwischen der Heliumlinie und D_2 eingeschlossene Wellenlängengebiet wurden nach der Methode der gekreuzten Prismen bestimmt und die Messungen mit dem rechteckigen Netz im Brennpunkt ausgeführt. Für Licht von einer Wellenlänge mitten zwischen D_3 und D_2 ist die Ablenkung doppelt so gross wie für D_3;

demgemäss tragen wir diese Wellenlänge mit 200 in die Tabelle ein.

Die ultraviolette Dispersion.

Eine qualitative Untersuchung der Dispersion im Ultraviolett wurde zunächst nach der Methode der gekreuzten Prismen ausgeführt.

Eine Röhre aus hartem Jenenser Glas, 40 cm lang und mit 1,5 cm innerem Durchmesser, wurde mit Endplatten aus Quarz versehen, mit Natrium beschickt und ausgepumpt. Die Anordnung des Apparates ist aus Fig. 6 ersichtlich.

Da die Methode auf der Bildung eines scharfen Bildes eines hell leuchtenden horizontalen Spaltes auf dem vertikalen Spalt des Spektrographen beruht, so konnten Quarzlinsen wegen ihrer chromatischen Aberration nicht verwandt werden. Konkave Silberspiegel sind von diesem Fehler frei, haben aber im ultravioletten Gebiet abnorm geringes Reflexionsvermögen. Dennoch wurden mit ihnen bei den Vorversuchen sehr befriedigende Photographien erhalten, indessen wurden sie späterhin durch Magnaliumreflektoren ersetzt. Das Licht des Kraters einer Bogenlampe wurde auf den horizontalen Spalt fokussiert und mittels eines der Konkavspiegel kollimiert. Es ging dann durch die Natriumröhre und wurde darauf durch einen zweiten Spiegel auf den Spalt eines Quarzspektrographen konzentriert. Die Röhre wurde durch eine Reihe kleiner Bunsenbrenner erhitzt, und sobald ein kontinuierlicher Zustand erreicht war — was durch Beobachtung der gekrümmten Zweige des Spektrums mittels eines Okulars festgestellt werden konnte —, wurde die photographische Platte eingeschaltet und exponiert. Wegen des geringen Reflexionsvermögens des Silbers war das ultraviolette Gebiet etwas unterexponiert. Die Krümmung des Spektrums in der unmittelbaren Nachbarschaft der ersten beiden ultravioletten Linien der Hauptserie war indessen sehr ausgeprägt. Die mittels des kleinen Quarzspektrographen erhaltenen Platten sind zu klein, um gute Reproduktionen zu liefern, zumal die Dichte in dem interessantesten Gebiet nicht sehr gross ist; aus diesem Grunde erschien es besser, Zeichnungen nach ihnen anzufertigen. Das allgemeine Aussehen des photographierten Spektrums ist aus Fig. 2 zu ersehen, welche ungefähr zweifach vergrössert ist. Es ist augenscheinlich, dass der Einfluss dieser Linien auf die Brechung des Mediums vernachlässigt werden kann, ausgenommen in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft.

Platten, welche in der beschriebenen Weise erhalten wurden, waren für Messzwecke nutzlos, da auf denselben die Lage des Spektrums vor seiner Ablenkung durch das Natriumprisma nicht aufgezeichnet ist.

Da die Verschiebung im äussersten Ultrarot sehr gering ist, so würden in diesem Gebiet, selbst bei sehr schmalem Spektrum, die beiden Bilder übereinander greifen. Um diese Schwierigkeit zu überwinden, wurde die folgende Methode ausgearbeitet. An dem Plattenhalter wurde ein Schieber befestigt, welcher von einer Anzahl je ungefähr 2 mm breiter Spalte durchsetzt war, und zwar war die Breite der festen Zwischenräume die gleiche wie die der Spalte. Dieser Schieber wurde während der Expositionen in dem Plattenhalter belassen und blendete das Spektrum in regelmässigen Zwischenräumen ab. Um grössere Ablenkungen zu erhalten, wurde eine 80 cm lange Röhre aus Jenenser Glas angewandt. Sie wurde in einem Verbrennungsofen erhitzt, dessen Brenner niedrig gestellt waren, und zwar erhielt man die besten Ergebnisse, wenn die Spitzen der Flammen die Röhre nur teilweise umhüllten.

Wenn die obere Seite der Röhre im Verbrennungsofen zu voller Rotglut erhitzt worden war, wurde die photographische Platte mit dem vorgeschalteten geschlitzten Schieber exponiert. Das anomal dispergierte Spektrum wurde so in kleine Abschnitte zerlegt, welche den Spalten im Schieber entsprechen. Darauf liess man die Röhre sich abkühlen, zog den Schieber um die Breite eines Spaltes heraus und machte eine zweite Exposition, welche nun die Lage des unabgelenkten Spektrums wiedergab. Eine Zeichnung des Plattenhalters mit seinem durchlochten Schieber und eine solche des abgelenkten und des unabgelenkten Spektrums, welche mit demselben erhalten wurde, sind in Fig. 7 und Fig. 8 zu sehen.

Fig. 7.

D-Linien
5800
30
40
25
23

Fig. 8.

Absolute Bestimmungen der Brechungsindices.

Die Ablenkungen der Lichtstrahlen durch die inhomogenen Natriumdampfcylinder, welche

in ausgepumpten Röhren gebildet werden, geben uns kein Mass für die absoluten Brechungsindices aus dem Grunde, weil wir kein Mittel haben, um den Winkel des äquivalenten Prismas zu bestimmen. Es wurden verschiedene Methoden versucht, um einer Dampfmasse von gleichmässiger Dichte eine prismatische Form zu geben. Keine derselben erwies sich als befriedigend, und bis die Entdeckung gemacht wurde, dass sich in einer evakuierten Röhre ein ziemlich gleichmässiger Dampfcylinder bilden liesse, konnte der absolute Wert des Brechungsindex für eine gegebene Wellenlänge nur geschätzt werden.

Die mittels des Interferometers erhaltenen Ergebnisse über die Dispersion zeigten, dass sich nach dieser Methode aller Wahrscheinlichkeit nach Resultate erhalten liessen, die innerhalb 5 Proz. genau sind.

Die Dichte des Natriumdampfes ist von Jewett[1]) bei verschiedenen Temperaturen im Gebiet zwischen 368 und 420 untersucht worden. Demgemäss entschloss ich mich, die Temperatur des Dampfes als ein Mass für seine Dichte anzunehmen.

Es wurde ein Thermoelement aus Eisen- und Konstantandraht dadurch hergestellt, dass man die Enden zweier Drähte zusammenhielt, welche beide mit einer Akkumulatorenbatterie verbunden waren, welche eine elektromotorische Kraft von etwa 20 Volt lieferte. Der andere Draht der Batterie wurde dann einen Augenblick mit den Enden der beiden Drähte in Berührung gebracht, und der kleine Bogen, welcher sich bei der Trennung bildete, schmolz dieselben sehr sauber zusammen. Ich entsinne mich nicht, diese Methode zur Anfertigung von Thermoelementen beschrieben gesehen zu haben, und habe sie daher hier erwähnt, weil ich gefunden habe, dass sie sehr befriedigende Ergebnisse liefert. Das geschmolzene Tröpfchen, welches die Drähte verbindet, wurde dann zu einer Scheibe ausgehämmert und die Verbindungsstelle in der Achse der Natriumröhre angebracht unter Isolierung der Drähte in dünnen Glasröhren, welche durch eine weitere Röhre hindurchgingen, wie aus Fig. 5 ersichtlich ist.

Das Thermoelement wurde kalibriert in Bädern von geschmolzenem Blei, Zink, Zinn und Aluminium, und zwar vor und nach dem Versuch. Die Bestimmungen bei niederen Temperaturen und Dichten wurden mit dem Licht der Heliumröhre ausgeführt, diejenigen bei hohen Temperaturen mit dem grünen Licht einer Quecksilberröhre. Dies erwies sich als notwendig, denn eine Masse sehr dichten Natriumdampfes absorbiert nicht nur Heliumlicht stark, sondern macht auch noch wegen seiner hohen Dispersion die Streifen unsichtbar, indem die verschiedenen Wellenlängen in der D_3-Linie (welche natürlich eine endliche Breite hat) um verschiedene Beträge verschoben werden.

Ich hoffe, in allernächster Zeit die thatsächliche Dichte unter den Bedingungen des Versuches zu bestimmen.

Um übereinstimmende Resultate zu erhalten, erwies es sich als notwendig, die Röhre sehr allmählich zu erwärmen, um dem Thermoelement Zeit zu lassen, die Temperatur des Dampfes anzunehmen. Ein Beobachter beobachtete die Skala des Galvanometers, der andere zählte die Streifen, während die Röhre erhitzt oder abgekühlt wurde. Die Heliumstreifen verschwanden, nachdem eine Verschiebung von etwas über hundert Streifenbreiten erfolgt war, aber durch Einschaltung einer planparallelen Glasplatte in den Luftweg des Interferometers konnten sie wieder sichtbar gemacht und die Zählung fortgesetzt werden. Auf diese Weise haben wir es ermöglicht, Verschiebungen bis zu 400 Streifenbreiten zu beobachten. Über diesen Punkt hinaus kann man mit dem Heliumlicht unmöglich gelangen, denn die Komponenten des Heliumlichtes werden durch die Dispersion des Dampfes zu weit auseinander gelegt, um durch weiteres Fortschreiten im Streifensystem vereinigt werden zu können. Um die Beobachtungen auf höhere Temperaturen und grössere Dichte des Dampfes auszudehnen, wandten wir die grüne Strahlung einer Quecksilberröhre an; mit dieser beobachteten wir Streifenverschiebungen bis zu 100 Streifenbreiten, was einer Verschiebung von 2500 Heliumstreifen entspricht. Auf diese Weise ist es uns möglich gewesen, Messungen der optischen Dichte des Dampfes unter den angeführten Bedingungen zu erhalten von einer Temperatur von 280^0, bei welcher die Streifen sich zu bewegen anfingen, bis zu einer solchen von über 650^0, bei welcher der dichte Dampf leuchtend wurde, so dass es schien, als sei der ganze Abschnitt der Röhre von dunkelroter Glut erfüllt. Zeichnet man die Streifenverschiebungen als Abszissen und die Temperaturen als Koordinaten auf, so erhält man Kurven von ähnlicher Form wie die von Jewett erhaltene Dichtigkeitskurve.

Die Beobachtungen erstreckten sich über mehrere Wochen, während welcher zahlreiche Röhren, sowohl aus Stahl als auch aus Glas, gebraucht wurden. Die Länge des erhitzten Stückes wurde variiert und die verschiedenen Beobachtungsreihen verglichen. Der grösste Teil dieser Arbeit diente nur dazu, die Fehlerquellen ausfindig zu machen und zu beseitigen. Die endgültige Beobachtungsreihe, welche wir für die beste hielten, wurde mit einer Röhre aus Jenenser Glas ausgeführt, bei der die Länge

1) Phil Mag. 4, 551, 1902.

des erhitzten Stückes 8 cm betrug. Die Verzögerung, oder vielmehr die Beschleunigung — denn wir arbeiten mit Licht auf der blauen Seite der Absorptionsbande — wird von einer Säule von 16 cm Länge hervorgebracht, da ja der interferierende Strahl die Röhre zweimal durchläuft. Aus den in dieser Tabelle angeführten Daten kann man den Brechungsindex des Dampfes sowohl für Heliumlicht als auch für die grüne Quecksilberstrahlung für jede Temperatur berechnen nach der Formel

$$n = 1 \pm \frac{m\lambda}{\varepsilon},$$

wo das positive oder das negative Vorzeichen zu nehmen ist, je nach dem Sinne der Verschiebung, und wo m die Streifenverschiebung und ε die Länge der Säule (16 cm) ist.

Temperatur	Streifenverschiebung Helium $\lambda = 5875$	Streifenverschiebung Quecksilber $\lambda = 546$
274	1	
282	2	
314	3	
334	4	
348	5	
360	6	
376	8	
389	9	
396	11	
408	14	
438	25	1
452	35	
474	50	2
496	77	3
508	98	4
518		6
540		10
560		14
584		19
595		23
608		32
628		38
644		50
650		55

Die Brechung und Dispersion von Natriumdampf von grosser Dichte.

Eine Kenntnis des absoluten Wertes des Brechungsindex des Dampfes gestattet uns die Aufstellung einer Tabelle der Brechungsindices für alle Wellenlängen für Dämpfe von verschiedener Dichte. Dies ist geschehen für den sehr dichten Dampf, den man erhält durch Erhitzung der das Metall enthaltenden Vakuumröhre auf eine Temperatur von 644° C. Eine Säule des Dampfes bei dieser Temperatur von 8 cm Länge zeigt, im durchfallenden Lichte beobachtet, eine deutliche blaue Färbung, eine Folge des kannellierten Absorptionsspektrums.

Brechungsindices in der Nachbarschaft der D-Linien.

λ	n berechnet	n beobachtet
5875	0,9958	0,9954
5882	0,9890	0,9908
5885	0,9830	0,9860
58866	0,9750	0,9770
58884	0,9450	0,9443
58896	0,697	0,614
5991	1,0046	
5904	1,0092	
5901	1,0138	
58994	1,0184	
58976	1,0557	
5897	1,094	
58964	1,386	

Die Werte sind in der folgenden Tabelle angegeben und sollen im folgenden als „beobachtete Werte" bezeichnet werden zum Unterschiede von den aus der Dispersionsformel berechneten Werten. Es muss erwähnt werden, dass Natriumdampf von solcher Dichte wie derjenige, mit dem wir es im vorliegenden Falle zu thun haben, bei den D-Linien eine Absorptionsbande hat, welche breit genug ist, alles bis zu der Heliumlinie und noch darüber hinaus vollständig auszulöschen, wenigstens bei allen Schichtdicken, mit denen es möglich ist, zu arbeiten. Aus diesem Grunde sind wir gezwungen, die Brechungsindices innerhalb dieses Gebietes aus Beobachtungen zu berechnen, welche mit weniger dichtem Dampfe angestellt worden sind, eine Methode, welche hier wahrscheinlich innerhalb gewisser Grenzen zulässig ist. Eine hinreichend dünne Schicht des Dampfes würde wahrscheinlich Licht in diesem Gebiet durchlassen mit einer Geschwindigkeit, wie sie durch die berechneten Indices angegeben wird. Die Frage nach der selektiven Reflexion an der Oberfläche und nach der Undurchlässigkeit für die Strahlung soll alsbald behandelt werden.

In der folgenden Tabelle sind in der ersten Kolumne die Wellenlängen aufgeführt, in der zweiten Kolumne die Streifenverschiebungen verglichen mit Heliumlicht. Diese Werte, mit Ausnahme derjenigen für das äusserste Rot, Blau, Violett und Ultraviolett, sind mittels des Interferometers erhalten worden.

In der dritten Kolumne sind die tatsächlichen Streifenverschiebungen angegeben, welche man für eine Schichtdicke des Dampfes von 8 cm (wirksame Schichtdicke 16 cm) finden würde, und in der vierten Kolumne die Brechungsindices. Die nach der Dispersionsformel berechneten Indices sind in der fünften Kolumne aufgeführt zum Vergleich mit den beobachteten Werten. Näheres soll im nächsten Abschnitt gesagt werden.

λ	Relative Verschiebung	Totale Verschiebung	Brechungsindex beobachtet	Brechungsindex berechnet
7500	2	25	1,000117	
6310	4	50	1,000197	
6200	6	75	1,000291	1,000285
6137	7	88	1,000335	
6055	11	138	1,000523	1,00052
6013	14	175	1,000658	
5977	20	250	1,000934	
5960	25	313	1,001164	
5942	33	413	1,001532	
5916	60	750	1,002972	
5875	100	1250	0,995410	0,9958
5867	67	834	0,996929	0,99692
5858	50	625	0,997711	
5850	40	500	0,998172	0,99815
5843	33	413	0,998492	
5827	25	313	0,998862	
5807	20	250	0,999093	
5750	11	138	0,999505	
5700	9	113	0,999509	
5650	7,4	92	0,999650	
5460	4	50	0,9998294	0,999829
5400	3,6	45	0,9998481	
5300	2,9	36	0,9998807	0,999885
4500	1,4	17,5	0,9999508	0,999965
3610	1,09	13,6	0,9999698	
3270	0,9	11,4	0,9999768	0,999987
2260	0,7	8,7	0,9999877	0,999995

Für $\lambda = \infty$ berechnet sich der Wert von n zu 1,0000275, während er für $\lambda = 4167$ sich als 0,999975 ergiebt; dabei sind die Ablenkungen in beiden Fällen dieselben, aber nach entgegengesetzten Richtungen.

Anwendung der Resultate auf die Dispersionsformel.

Die einfachste Form der Dispersionsformel, wie sie sich aus elektromagnetischen Betrachtungen für ein Medium mit einer einzigen Absorptionsbande ergiebt, ist

$$n^2 = 1 + \frac{m\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2},$$

wo m eine Konstante, λ die Wellenlänge des angewandten Lichtes und λ_m die Wellenlänge im Centrum der Absorptionsbande ist.

Der Natriumdampf hat nun ein Paar sehr naher Absorptionsbanden (die D-Linien), welche hauptsächlich die Veränderung der Brechung des Mediums bewirken. Wie schon erwähnt, beeinflussen die ultravioletten Banden die Dispersion in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft, aber ihr Einfluss kann vernachlässigt werden gegenüber dem der stärkeren Bande, ausgenommen für Wellenlängen, welche ihnen ganz nahe liegen.

Die erste zu erwägende Frage ist die, ob wir berechtigt sind, die D-Linien im Falle des sehr dichten Dampfes als eine einzige Absorptionsbande anzusehen. Nehmen wir an, das Medium habe nur eine einzige Bande, und geben wir λ_m den Wert 5893 (welcher mitten zwischen den D-Linien liegt), so werden wir eine sehr enge Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den berechneten Werten des Brechungsindex finden bis zu einer Entfernung von der Bande, welche etwa dem Abstande von der D_3-Linie des Heliums gleich kommt. Versuchen wir, näher zu gehen, so finden wir sofort Abweichungen, welche bei weiterer Annäherung an die D-Linien grösser werden.

Die Konstante m in obiger Formel kann aus einer einzigen Beobachtung der Brechung bestimmt werden. Sie wurde aus zwei Werten bestimmt, und zwar aus der Brechung für die grüne Quecksilberlinie ($\lambda = 546$) und aus der für $\lambda = 585$, welch letztere Wellenlänge ganz nahe an den D-Linien liegt. Da die Brechung für diese beiden Wellenlängen sehr verschiedene Werte besitzt, so mussten wir erwarten, dass der Unterschied zwischen den beiden berechneten Werten in diesem Falle ein Maximum werden wird, falls die Dispersion durch die Formel ungenau dargestellt wird. Die Werte für m, welche in den beiden Fällen gefunden wurden, sind 0,000056 und 0,000054; die Übereinstimmung ist also überraschend gut. Wir nahmen den Mittelwert $m = 0{,}000055$ und berechneten mit diesem die Indices für eine Anzahl von Wellenlängen. Einige dieser Werte sind in der Tabelle der Brechungsindices angeführt, und man wird finden, dass sie mit den beobachteten Werten eine sehr enge Übereinstimmung zeigen. Die für Wellenlängen zwischen der Heliumlinie und den D-Linien berechneten Werte finden sich im zweiten Teile der Tabelle.

Eine Betrachtung der Formel zeigt uns, dass der Brechungsindex, je nachdem wir uns auf der roten oder der blauen Seite der Absorptionsbande befinden, gegeben wird durch Addition oder Subtraktion einer Grösse zu bezw. von der Einheit, und zwar der Konstanten $m = 0{,}000055$ multipliziert mit dem Bruch

$$\frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2}.$$

Für alle anderen Substanzen mit anomaler Dispersion, beispielsweise für Anilinfarben, auf welche die Dispersionsformel angewendet worden ist, überschreitet der Wert dieses Bruches niemals 3 oder 4 wegen der Unmöglichkeit, die Formel auf Wellenlängen anzuwenden, welche sehr nahe dem Centrum der Bande liegen. Beispielsweise kann man für den Fall der Dispersion des Nitrosodimethylanilins, welches eine starke Absorptionsbande bei $\lambda = 43$ hat, keine genauen Werte näher als für $\lambda = 50$ erhalten. In diesem Falle ist

$$\frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2} = 3{,}9.$$

Für den Fall des Natriumdampfes kann der Wert des Bruches mehrere Hundert oder gar Tausend betragen. Im Falle von $\lambda = 5882$ ist

der Bruch 367, und trotzdem stimmen die beobachteten und die berechneten Werte eng überein. Für $\lambda = 5888,4$ ist der Bruch 1940, und für $\lambda = 5889,6$ haben wir einen Wert vom Betrage 3944. Das Produkt aus diesen sehr grossen Zahlen und dem kleinen Bruch 0,000055 giebt indessen Werte des Brechungsindex, welche in enger Übereinstimmung mit den beobachteten Werten stehen.

In unmittelbarer Nachbarschaft der D-Linien treten Abweichungen auf, welche auf folgende Weise erklärt werden können. Um mit den beobachteten Werten einigermassen übereinstimmende Werte zu erhalten, war es nötig, der Grösse λ_m den Wert der D_2-Linie beizulegen, denn der mittlere Wert 5893 war zu weit von den in Frage stehenden Wellenlängen entfernt, um der Kurve die erforderliche Steilheit zu geben. Die berechneten Werte beziehen sich daher auf ein Medium mit einer einzigen Bande bei D_2 und mit einer Konstanten $m =$ 0,000055. Das liefert uns eine ziemlich gute Annäherung an die beobachtete Kurve, aber die letztere rührt her von den kombinierten Einflüssen der Banden D_1 und D_2, und zwar sucht die D_1-Bande durch ihre Gegenwart die beobachtete Kurve flacher zu machen als die berechnete. Eine genauere Übereinstimmung könnte man erreichen, wenn man λ_m einen Wert zwischen D_2 und 5893 beilegte. Die richtige Methode, vorzugehen, würde natürlich die sein, in der Dispersionsformel zwei Glieder zu verwenden, eines für D_1 und das andere für D_2, also:

$$n^2 - 1 + \frac{m\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2} + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2}.$$

Wenn man jeder der Grössen m und m' denselben Wert beilegen würde, den man erhielte, wenn man unseren ursprünglichen Wert durch 2 teilte, so würde man aller Wahrscheinlichkeit nach in dem fraglichen Gebiete eine sehr enge Übereinstimmung erhalten. Das ist indessen aus zwei Gründen nicht geschehen. In erster Linie scheint es nicht, als ob wir durch dieses Verfahren viel gewinnen würden, und zweitens sind m und m' nicht gleich, wie aus der stärkeren Dispersion bei D_2 hervorgeht, und wir sind nicht in der Lage, die zweigliederige Formel genau zu schreiben, ehe nicht die relativen Werte bestimmt worden sind. Es ist zweifelhaft, ob solche Bestimmung zu irgend etwas Neuem führen würde, und aus diesem Grunde wurde sie nicht unternommen.

Ein anderer Punkt von wesentlichem Interesse ist die Frage nach den Indices, welche in unmittelbarer Nachbarschaft der Absorptionsbande auf der blauen Seite derselben durch die Quadratwurzel einer negativen Grösse dargestellt werden. Lord Kelvin legt die Frage so aus, als würde dadurch angezeigt, dass kein Licht von solcher Wellenlänge in das Medium eindringe, mit anderen Worten, dass es metallisch reflektiert werde.

Auf diese Weise hat er die scheinbare grössere Verbreiterung der D-Linie auf der brechbareren Seite auf einigen Photographien von Becquerel erklärt. In dem Falle, um den es sich für uns handelt, wird das zweite Glied unserer ursprünglichen Formel erst dann kleiner als die Einheit, wenn wir die Wellenlänge 58898 erreichen, die wir erhalten, wenn wir

$$\frac{m\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2}$$

gleich 1 setzen und die Gleichung nach λ auflösen.

Diese Überlegung zeigt uns, dass wir selbst mit einem Dampf von solcher Dichte, dass die beiden D-Linien ineinanderlaufen und sich zu einer breiten Bande ausdehnen, imaginäre Werte des Index nicht erhalten, ehe wir uns nicht bis auf 0,2 Ångström-Einheiten der D-Linie nähern, oder mit anderen Worten, solange wir in einer Entfernung von der D-Linie bleiben, gleich $^1/_{30}$ des Abstandes zwischen D_1 und D_2.

Im Falle des verhältnismässig dünnen Dampfes, wie ihn Becquerel verwandt hat, müssten wir noch weit näher herangehen, um imaginäre Werte zu erhalten. Das lässt es als sicher erscheinen, dass die grössere Verbreiterung nach der brechbareren Seite hin, sofern sie besteht, irgendeiner anderen Ursache zugeschrieben werden muss als imaginären Werten des Brechungsindex.

Das Medium ist dadurch ganz besonders interessant, dass seine Dispersion durch das

ganze Wellenlängengebiet dargestellt werden kann, ohne dass der Extinktionskoeffizient in Rechnung gezogen werden müsste, wie das immer erforderlich ist bei festen Körpern und Flüssigkeiten in der Nachbarschaft der Absorptionsbande.

Die Frage der selektiven Reflexion des Natriumdampfes.

Der Natriumdampf muss starke selektive Reflexion zeigen in der Nachbarschaft der *D*-Linien, gerade wie die Anilinfarben metallisches Reflexionsvermögen für Licht gewisser Wellenlängen besitzen. Aus naheliegenden Gründen muss der Dampf sehr dicht sein, wenn die Erscheinung experimentell nachgewiesen werden soll. Er muss ausserdem plötzlich in einer ebenen Oberfläche enden. Das kann man nur dadurch erreichen, dass man ihn in geschlossene Gefässe aus irgendeinem durchsichtigen Material einschliesst, denn in einer Vakuumröhre hat man einen allmählichen Übergang von dichtem zu dünnem Dampf an der freien Oberfläche. Ich halte mich für berechtigt, im vorliegenden Falle von der freien Oberfläche eines Gases in einer Vakuumröhre zu sprechen. Eine genauere Definition der scheinbaren Oberfläche mag eine isothermale Fläche sein, auf deren einer Seite wir Natriumdampf und auf der anderen Natriumnebel haben. Wir können kaum erwarten, irgendwelche Spur von Reflexion an solcher Fläche zu erhalten, denn dazu muss der Übergang vom dichteren zum dünneren Medium ein plötzlicher sein. Schliessen wir den Dampf in Glasgefässe ein, so stossen wir sogleich auf viele Schwierigkeiten. Das Glas wird sofort angegriffen und verfärbt, und wir erhalten die Reflexion an den Glasoberflächen. Indessen machten wir einen Versuch, die Erscheinung auf folgende Weise zu beobachten. Eine kleine Menge des Metalls wurde in eine stark evakuierte Hartglaskugel eingesiegelt. Die Kugel wurde in ein kleines Luftbad aus Eisenblech gebracht, welches sehr schnell zur Rotglut erhitzt werden konnte.

Die Reflexion des Glühkörpers einer Nernstlampe an der inneren und äusseren Oberfläche der Kugel wurde durch ein grosses geradsichtiges Prisma beobachtet. Man sah die beiden kleinen Lichtpunkte in Spektren ausgezogen, und es war zu hoffen, dass irgendeine Spur selektiver Reflexion in der Nachbarschaft der *D*-Linien sich durch einen Wechsel in den relativen Intensitäten der beiden Spektren an der fraglichen Stelle zeigen würde. Die Kugel wurde sehr schnell erhitzt, aber keine endgültige Beobachtung gemacht. Das Glas verfärbte sich so schnell, dass der dichteste Dampf nicht untersucht werden konnte. In einem Falle glaubte ich, dass ein leichtes Aufleuchten im Gelb auftrat, und ich will den Gegenstand weiter verfolgen. Möglicherweise werden wir in der Lage sein, die gewünschten Ergebnisse zu erhalten, wenn wir Licht verwenden, welches in einer solchen Ebene polarisiert ist, dass seine Reflexion an Glasoberflächen ausgeschlossen ist. Das Phänomen ist zweifellos innig verknüpft mit der Fluoreszenz des Dampfes. Bei der Untersuchung dieses Phänomens mit sehr dichten Dämpfen wurde ich zu dem Schluss geführt, dass die Beleuchtung des Dampfes mit Licht von der Wellenlänge der *D*-Linien keine Fluoreszenz hervorrief. Wiedemann und Schmidt beobachteten im Falle von Dampf, der in Glaskugeln eingeschlossen war, eine helle Bande im Fluoreszenzspektrum, welche mit den *D*-Linien zusammenzufallen schien. Die gleiche Erscheinung beobachtete ich später unabhängig, doch sah ich mich bei Fortsetzung der Untersuchung über diesen Gegenstand gezwungen, das Vorhandensein dieser Bande im Gelb auf die Gegenwart von Natrium in der Flamme zurückzuführen, welche die Kugel erhitzte. Ich habe inzwischen gefunden, dass dies ein Irrtum war, denn bei einer Wiederholung des Versuchs mit ausgepumpten Glaskugeln gelang es mir, eine schwache Fluoreszenz zu erregen mit nahezu monochromatischem Licht aus dem schon erwähnten Beleuchtungsapparat, von einer Wellenlänge gleich derjenigen der *D*-Linien. Dass Herr Moore und ich dieselbe bei unseren vorjährigen Versuchen nicht zu sehen vermochten, rührte daher, dass dieses gelbe Licht aus dem einfallenden Strahl durch den Natriumdampf entfernt wurde, bevor die Lichtstrahlen im Brennpunkt zusammentrafen. Diese Arbeit ist noch im Gange, und die Fluoreszenzspektren, welche der Dampf bei Beleuchtung mit monochromatischem Licht verschiedener Wellenlängen liefert, sind photographiert worden.

Die in der vorliegenden Arbeit veröffentlichten Untersuchungen sind ermöglicht worden durch die Freigebigkeit des Rumfordfonds, und ich möchte den Verwaltern dieses Fonds meine Anerkennung und meinen Dank für die erhaltene Unterstützung aussprechen.

Ich möchte ferner meine Anerkennung aussprechen für die treue Hilfe meines Assistenten, des Herrn A. H. Pfund, welcher mit mir zusammen gearbeitet und manchen wertvollen Vorschlag gemacht hat. Endlich möchte ich noch dem Verwaltungsrat der Carnegiestiftung danken für die mir zur Verfügung gestellten Mittel, welche mir ermöglichten, seine Dienste in Anspruch zu nehmen.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 14. September 1904.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Mathematik, Physik, Astronomie an den deutschen Universitäten in den Jahren 1893—1903.[1])

Von Felix Klein.

In dem Sammelwerke über die deutschen Universitäten, welches anlässlich der Unterrichtsausstellung in Chicago vor nunmehr 10 Jahren herausgegeben wurde, sind Mathematik, Physik und Astronomie, wie billig, je von fachmännischer Seite bearbeitet, und Referent hatte also nur den Bericht über die Mathematik übernommen; — handelte es sich doch damals darum, für die einzelnen Disziplinen getrennt die grundlegende Entwicklung von Beginn des verflossenen Jahrhunderts an in ihren charakteristischen Zügen darzustellen. Die Berichterstattung, welche jetzt für die Weltausstellung in St. Louis gewünscht wird, hat es insofern leichter, als sie sich nur über den Zeitraum eines Dezenniums zu erstrecken braucht und überall an die genannten, für Chicago ausgearbeiteten Berichte anknüpfen kann. Überdies hat sich die Aufgabe etwas verschoben, indem die Wechselbeziehungen zwischen den verschiedenen Disziplinen mehr in den Vordergrund des Interesses getreten sind: man wünscht sich ein einheitliches Bild, oder doch ein umfassendes Bild von der nebeneinander stattfindenden Entwicklung der Nachbarwissenschaften zu machen. Erwägungen dieser Art sind es gewesen, welche den Referenten bestimmten, dem Wunsche der Redaktion entsprechend, dieses Mal ausser Mathematik auch Physik und Astronomie in den Bereich seiner Berichterstattung zu ziehen. Die Physik möge dabei voranstehen, weil sie in dem verflossenen Dezennium die glänzendste Neuentwicklung aufweist, und die Mathematik, bei der es sich in dem in Betracht kommenden Zeitraume mehr um Abklärung und neue Grundlegung handelt, möge den Schluss machen.

I. Physik.

1. Die ausserordentlichen Fortschritte, deren sich die Physik im letzten Jahrzehnt erfreuen durfte, sind innere und äussere zugleich; sowohl die theoretische Forschung als die praktische Geltung der Wissenschaft hat eine ungeahnte Entwicklung genommen; in beiderlei Richtung ist deutsche Arbeit in hervorragender Weise beteiligt. Bei dem knappen Raume, der uns zur Verfügung steht, werden wir von vornherein darauf verzichten müssen, den Gegenstand nach seiner Vielseitigkeit darzulegen; wir können einen Stoff nicht auf wenige Seiten zusammendrängen, den die Berichte des 1900 abgehaltenen internationalen Pariser physikalischen Kongresses in 4 Bänden behandelt haben. Wir sind vielmehr von vornherein darauf angewiesen, nur einiges Wenige, besonders Charakteristische hervorzuheben. Welche theoretischen Forschungen bei einer solchen Betrachtungsweise vor anderen zu bevorzugen sind, dürfte keinem Zweifel unterliegen: es sind diejenigen Entdeckungen und Überlegungen, welche eine tiefgehende Umwandlung unserer Ideen über die Rolle des Lichtäthers und die Beziehungen zwischen Materie und Äther zur Folge gehabt haben. Von ihnen mag hier zunächst die Rede sein; auf die mehr praktischen Fragen kommen wir später zurück.

Ein kurzer historischer Rückblick wird uns am raschesten orientieren. Wir werden voranstellen dürfen, dass die ganze Bewegung, über die zu berichten ist, immer noch als Nachwirkung der unvergleichlichen Thätigkeit des grossen englischen Forschers Faraday anzusehen ist. Wir werden dann, um uns zu den Leistungen speziell der deutschen Physiker zu wenden, in erster Linie Wilhelm Webers massgebende Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrodynamik nennen, ferner aber Hittorfs ausgezeichnete Untersuchungen. An Faraday anknüpfend, hat derselbe zunächst die Gesetze der Elektrolyse in neuer Bestimmtheit herausgearbeitet, dann aber die elektrischen Entladungen in luftverdünnten Räumen als Erster genauen Studien unterworfen und insbesondere die Haupteigenschaften der heute sogenannten Kathodenstrahlen entdeckt. Zwanzig Jahre später, kurz vor Beginn unserer Berichtsperiode, folgen die bahnbrechenden Untersuchungen von Hertz (1888). Was Faraday und Maxwell vorausschauend erkannt hatten: dass der raumerfüllende Äther der Träger der elektromagnetischen Fernwirkungen sei und dass die Lichtwellen nur einen besonderen Fall durch den Äther sich fortpflanzender elektromagnetischer Störungen vorstellen, das wurde durch die Hertzschen Versuche, sozusagen, zur handgreiflichen Gewissheit. Freilich schienen die elektrischen Wellen und die optischen Wellen zunächst noch durch einen Unterschied der Grössenordnung getrennt. Hier haben zahlreiche Arbeiten des verflossenen Jahrzehnts erfolgreich eingesetzt, so dass der Zwischenraum zur Zeit beinahe überbrückt ist. Von deutscher Seite haben hierzu die interessanten Forschungen von Rubens (Berlin) über die infraroten Strahlen grosser Wellenlänge wohl am meisten beigetragen.

1) Mit Genehmigung des Verfassers sowie des Herausgebers und der Verlagsbuchhandlung von A. Asher & Co. in Berlin abgedruckt aus dem Werke „Das Unterrichtswesen im Deutschen Reich", aus Anlass der Weltausstellung in St Louis unter Mitwirkung zahlreicher Fachmänner herausgegeben von W. Lexis (cf. Bd. I, S. 243—266. Der Titel lautet dort einfach: „Mathematik, Physik, Astronomie").

Aber die Vorgänge im reinen Äther sind, sozusagen, nur die eine Seite der Sache. Die andere betrifft die Verknüpfung des Äthers mit der Materie, wobei sowohl die Vorgänge bei der elektrostatischen Ladung und der elektrischen Leitung ponderabler Körper erklärt werden müssen, als die Emission elektrischer Wellen, speziell der Lichtwellen. Helmholtz hatte schon 1881 in einem zu Ehren Faradays gehaltenen Vortrage hervorgehoben, dass die Leitung der Elektrizität in Elektrolyten nur durch die Annahme einer atomistischen Struktur der an die Körperteilchen gehefteten Elektrizität verstanden werden kann: die Elektrolyse geht so vor sich, als wenn die wandernden Atome der ponderablen Materie (die Ionen) jeder mit einem elektrischen Atom (einem Elektron, wie man heute sagt), oder doch einer bestimmten Zahl solcher Atome, behaftet wären. Diese Grundvorstellung wurde dann von der physikalischen Chemie aufgenommen und weiter entwickelt. Von seiten der Physiker begann man, in Verallgemeinerung des Ansatzes, die elektrische Leitung in Gasen und Metallen als eine Bewegung nicht nur von Ionen, sondern auch von freien Elektronen anzusehen. Diese Annahme, welche gewissermassen eine Rückkehr zu den Wilhelm Weberschen Anschauungen ist, steht trotzdem mit der für den freien Äther geltenden Maxwellschen Theorie nicht in Widerspruch, sofern man noch hinzufügt, dass die Elektronen nur durch Vermittelung des Äthers als in diesem bewegte elektrische Ladungen aufeinander wirken.[1] Sie gestattet zugleich, die Lichtemission (und Absorption) ponderabler Körper in plausibler Weise zu deuten, nämlich durch Schwingungen der in den Körpern enthaltenen Elektronen. Diese ganze Auffassungsweise (die sogenannte Elektronentheorie) ist allmählich von verschiedenen Seiten herangebracht worden; es ist unmöglich, einen einzelnen Namen zu nennen. Indem sie eine einheitliche Auffassung des Gesamtgebietes elektrischer und optischer Vorgänge ermöglicht, hat sie von vornherein etwas Bestechendes. Trotzdem würde sie kaum die allgemeine Geltung erlangt haben, deren sie sich heute erfreut, wäre nicht eine Reihe überraschender Entdeckungen hinzugekommen, die einerseits das Gebiet der physikalischen Forschung in ungeahnter Weise erweiterten, andererseits aber sich zwanglos in die genannte Auffassung einfügten. Merkwürdigerweise fallen diese alle, oder doch ihr Bekanntwerden, in dasselbe Jahr 1896.

Es war bei der fünfzigjährigen Jubelfeier der Berliner physikalischen Gesellschaft, am 6. Januar 1896, dass Röntgen (Würzburg, jetzt München) zum ersten Male einem grösseren Kreise von Physikern von den X-Strahlen und deren wunderbaren, jetzt überall bekanten Eigenschaften Nachricht gab (diese X-Strahlen entstehen, wie wir jetzt wissen, überall da, wo Kathodenstrahlen auf Hindernisse stossen). Im Verfolg dieser Mitteilung findet Becquerel (Paris) wenige Monate später, dass es bestimmte, wie es jetzt scheint, weitverbreitete Substanzen giebt, welche die Eigenschaft der Radioaktivität besitzen, d. h. unausgesetzt Strahlen aussenden, die in vielfacher Hinsicht den Kathodenstrahlen ähneln. Endlich aber publiziert, unabhängig davon, Zeeman (Amsterdam) im Oktober und November in der Amsterdamer Akademie die Entdeckung, dass die von einem leuchtenden Körper emittierten Lichtstrahlen bestimmter Wellenlänge sich in mehrere polarisierte Strahlen verschiedener Wellenlänge spalten, sobald der Körper in ein Magnetfeld gebracht wird; gemeinsam mit H. A. Lorentz (Leyden) konnte er die Erklärung dieses Phänomens ohne weiteres der Elektronentheorie der Lichtemission entnehmen. Die heute geltende Erklärung der Röntgenstrahlen ist dadurch vorbereitet worden, dass Crookes (London) bereits 1879 die Kathodenstrahlen als Inbegriff mit grosser Geschwindigkeit parallel zueinander geschleuderter Teilchen aufgefasst hatte. E. Wiechert (damals Königsberg, jetzt Göttingen) ist der Erste, der dementsprechend die Röntgenstrahlen als unregelmässige Erschütterungen im Äther erklärte, welche durch den Anprall der geschleuderten Teilchen an Hindernisse entstehen (April 1896). Er begründet ferner als Erster die Auffassung, dass es sich in den Kathodenstrahlen um Elektronen handelt, die sich selbständig mit sehr viel kleinerer Masse, als den chemischen Atomen zukommt, bewegen, und deren Geschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit vergleichbar ist (Januar 1897). Diese Auffassungsweise und die in ihr beschlossenen Resultate sind sehr bald von anderer Seite durch andere Methoden, vielfach unabhängig, wiedergefunden worden. Es ergeben sich dabei die merkwürdigsten Bestätigungen; insbesondere stimmt die auf diesem Wege sich ergebende Masse des einzelnen Elektrons mit derjenigen, welche sich aus dem Zeeman-Phänomen ableiten lässt, vortrefflich überein (ca. $^1/_{2000}$ des Wasserstoffatoms). — Die Erklärung der Becquerelstrahlen endlich spielt auf chemisches Gebiet hinüber und scheint dort eine grundsätzliche Umgestaltung der geltenden Vorstellungsweise von der Unveränderlichkeit der che-

---

1) Ref. fügt hier gern ein, daß ihm W. Weber 1869 oder 1871 gelegentlich erläuterte, nach Gaußscher Anschauung stehe hinter der gewöhnlichen Mechanik, die von den auf die Moleküle wirkenden Kräften handele, eine höhere Mechanik, nämlich die Lehre von der Fortpflanzung der Kräfte im Raume. Die Maxwellsche Theorie in moderner Interpretation kann offenbar als Ausgestaltung dieser Gaußschen Auffassung angesehen werden.

mischen Elemente zu verlangen. Aber eben deshalb können wir auf die wunderbaren Thatsachen, welche im Anschluss an Becquerels ursprüngliche Entdeckung allmählich bekannt wurden, die Entdeckung des Radiums durch das Ehepaar Curie (Paris, 1898) u. s. w., hier nicht eingehen; auch der Chemiker könnte nur in vorsichtigster Form berichten, da jeder Tag neue Überraschungen bringen kann. In physikalischer Hinsicht sind die Becquerelstrahlen offenbar mit den Kathodenstrahlen enge verwandt.

Soweit unser Bericht über die neuen Thatsachen und die unmittelbar durch sie begründeten neuen Auffassungen. Wir fügen noch hinzu, dass wir auch auf dem engen von uns berührten Gebiete sehr unvollständig gewesen sind. Wir haben z. B. bei den Kathodenstrahlen die ausgezeichneten Arbeiten von Goldstein, von Hertz selbst, von Lenard und anderen deutschen Physikern nicht genannt, von ausländischen Autoren, wie J. J. Thomson (Cambridge) u. s. w. ganz zu schweigen. Wir haben die grundlegenden Untersuchungen einer Reihe jüngerer deutscher Forscher, die sich auf die Temperaturstrahlung des sogenannten schwarzen Körpers beziehen, ebensowenig erwähnt, wie die anderen, welche die Gesetzmässigkeiten der Spektrallinien und ihren Zusammenhang mit dem Zeeman-Effekt betreffen. Aber wir müssen abbrechen, um nun zunächst der Wandlungen und Weiterbildungen zu gedenken, welche die mathemathische Theorie der physikalischen Erscheinungen in dem von uns betrachteten Zeitraume erfahren hat.

2. Maxwell hatte seine Untersuchungen über die Ausbreitung elektromagnetischer Wirkungen im Äther bekanntlich ursprünglich an konkrete Vorstellungsweisen betreffend die Konstitution des Äthers angeknüpft, hat dann aber in seinem grundlegenden Werke von 1873 alle besonderen Ansätze zurückgeschoben und nur eine allgemeine Schilderung der in die Beobachtung fallenden Verhältnisse durch geschickt gewählte Differentialgleichungen gegeben. Dieses Verfahren, welches man als phänomenologisch zu bezeichnen pflegt, verzichtet zu Gunsten unmittelbar erreichbarer klarer Resultate auf tiefergehende, aber hypothetische Spekulationen; es ist ein eminent praktisches und zugleich in mathematischer Hinsicht besonders elegantes Verfahren. Die deutschen Physiker haben zu Anfang der Berichtsperiode dem phänomenologischen Ansatz besondere Sympathie entgegengebracht. Ein glänzend geschriebenes Beispiel geben Hertz' eigene theoretische Entwicklungen zur Elektrodynamik (1890). Auch W. Voigt in seinem umfassenden „Kompendium der mathematischen Physik" (2 Bände 1895/96), wie in seinen zahlreichen sonstigen Arbeiten, bevorzugt die phänomenologische Methode, welche unter seinen Händen vielfach die Resultate noch nicht angestellter Versuche vorauszusagen vermochte. Aber in dem Masse, als die Betrachtung der Ionen und Elektronen für die allgemeine Auffassung wesentlicher wird, entsteht ein Umschwung. Jetzt ist es wieder die Molekulartheorie, welche, natürlich in zeitgemässer Umgestaltung, in den Vordergrund rückt; die Differentialgleichungen der physikalischen Probleme erscheinen nur mehr als abgekürzte Formen von Differenzengleichungen. H. A. Lorentz' Studien über die Elektrodynamik bewegter Körper (1892) erweisen sich in dieser Hinsicht als bahnbrechend; ihnen reihen sich in Deutschland zunächst die ursprünglich (1894) unabhängig von Lorentz unternommenen theoretischen Arbeiten von Wiechert an. Zu Wiecherts zusammenfassender Schrift „Über die Grundlagen der Elektrodynamik" (1899) wird übrigens binnen kurzem eine Gesamtdarstellung der Theorie von H. A. Lorentz selbst im fünften Bande der mathematischen Enzyklopädie treten. (Näheres betreffend die Enzyklopädie siehe unter Mathematik.) Im übrigen partizipieren Physiker aller Nationen an dem Ausbau der in Betracht kommenden Ansätze; ich nenne von Engländern insbesondere Heaviside, Larmor, J. J. Thomson, von Franzosen Poincaré.

Vom allgemeinen Gesichtspunkte aus interessant ist insbesondere die Wandlung, welche die Behandlungsweise und die Wertschätzung der theoretischen Mechanik im Kreise der Physiker unter der Kontaktwirkung der geschilderten Entwicklungen erleidet. Die traditionelle (wohl auf Laplace zurückgehende) Meinung ist, dass die Mechanik die Grundlage alles physikalischen Geschehens sei; sie nimmt überdies an, dass die letzten Bestandteile der Materie streng punktförmig sind und dementsprechend par distance aufeinander wirken. In dieser starren Form wird die klassische Doktrin während der Berichtsperiode eigentlich nur noch von Boltzmann festgehalten, der übrigens eben nun seine Ableitung des zweiten Wärmesatzes aus den Voraussetzungen der kinetischen Gastheorie zur Vollendung bringt. Mehr Sympathien findet die auf Lord Kelvin zurückgehende Tendenz, die Welt aus kontinuierlich ausgedehnten Körpern aufzubauen, die nur durch unmittelbare Berührung aufeinander wirken. Die Mechanik behält dabei ihre centrale Stellung (an der übrigens auch Helmholtz und Maxwell immer festgehalten haben [1])), aber es

[1]) Helmholtz, der 1893 als Delegierter Deutschlands auf dem Chicagoer physikalischen Kongreß noch eine so große Rolle spielte, ist bald hernach (am 8. September 1894) gestorben; ich verweise beiläufig auf die von Königsberger herausgegebene, jetzt in 3 Bänden vollendet vorliegende, inhaltreiche wissenschaftliche Biographie.

findet doch eine weitgehende Umänderung der Anschauungsweisen statt, indem das, was gemeinhin potentielle Energie genannt wird, durch kinetische Energie „verborgener Bewegungen“ ersetzt wird. Hertz hat dieser Möglichkeit offenbar den grössten erkenntnistheoretischen Wert beigelegt; er hat sie in seiner posthumen Mechanik (1894) in streng systematischer und formell vollendeter Darstellung zur Durchführung gebracht. Aber bald tritt eine mehr radikale Wendung hervor. Man will die Mechanik nicht mehr als Grundlage der Physik gelten lassen, sondern nur als ein einzelnes Kapitel einer umfassenderen Doktrin, der Energetik. Die Energie wird wie eine Art Substanz angesehen, die verschiedener Erscheinungsformen fähig ist: der mechanischen, elektrischen, chemischen u. s. w.; die Physik hat davon Rechenschaft zu geben, nach welchen Gesetzen sich diese Erscheinungsformen gegebenenfalls untereinander umsetzen. Mechanik und Elektrizitätslehre werden solcherweise nebeneinander geordnet. Und nun kommt der letzte Schritt, der auf Grund der Elektronenvorstellung das frühere Verhältnis geradezu umkehrt. Nicht die Elektrizitätslehre soll mechanisch, sondern die Mechanik elektrisch verstanden werden. Was wir gemeinhin ponderable Materie nennen, wird als ein Aggregat von Elektronen gedeutet, die einzeln nur elektromagnetische Masse besitzen, d. h. in einer bestimmten Weise mit dem umgebenden Äther verkettet sind. Die Grundgesetze der alten Mechanik, also Newtons „leges motus“, desgleichen die allgemeine Gravitation, sollen als Folge der Maxwellschen Gleichungen für geeignet aufgebaute Elektronenaggregate abgeleitet werden.

Fassen wir zusammen, so werden wir sagen können, dass unter dem Einfluss der experimentellen Fortschritte auch die mathematische Physik in eine jugendlich vorwärts drängende Periode eingetreten ist. Dies gilt nicht nur für die Elektrizitätslehre, sondern für ziemlich alle Teile des grossen von der Theorie zu umfassenden Gebietes. Da ist zunächst wenig Zeit, die mathematischen Formulierungen konsequent zu studieren, man ist zufrieden, die Probleme durch kühnen Ansatz wechselnd zu fassen und die eine oder andere überraschende Folgerung zu ziehen. Ein glänzendes Beispiel wird durch die Behandlung der Gesetze der Lichtemission bis hin zu ihrer Vereinigung mit der Molekulartheorie gegeben (W. Wien, Planck, H. A. Lorentz). Eine gewisse Analogie mit der Zeit, wo Fresnels divinatorische Begabung die wesentlichen Gesetze der Undulationstheorie des Lichtes erfasst, aber Cauchy die exakten Grundlagen derselben noch nicht entwickelt hatte, scheint unverkennbar. Wird für die mathematische Physik demnächst ein neuer Cauchy erstehen, der die in die Halme geschossene Frucht in die sicheren Gewahrsame folgerechter mathematischer Überlegung einsammelt?

3. Wir haben nun noch der nicht minder bemerkenswerten Entwicklung zu gedenken, welche der Physik während unserer Berichtsperiode in praktischer Hinsicht zuteil geworden ist. Unter allgemeinen Gesichtspunkten interessant ist bereits, dass die physikalische Forschung einen sehr viel mehr internationalen Charakter erhalten hat, als sie früher besass; es tritt dies in unserem bisherigen Berichte ohnehin deutlich hervor und braucht also hier nicht besonders ausgeführt zu werden. Wir müssen aber mit einigen Worten der besonderen Entwicklung gedenken, welche die Beziehung der Physik zur Technik gewonnen hat.

Diese Beziehung zur Technik ist allgemein erkennbar hevorgetreten, als vor nun etwa 20 Jahren die Elektrotechnik ihren Siegeslauf begann. Die Beziehung ist dort in der That eine besonders enge, ohne weiteres verständliche. Aber schon lange vorher hatten hervorragende Ingenieure erkannt, dass alle anderen Zweige der ausführenden Technik, insbesondere des Maschinenbaues, ebenso physikalische Probleme einschliessen, wie die Konstruktion der Dynamomaschinen oder die Verlegung elektrischer Kabel, — dass es, ebenso wie es eine technische Chemie giebt, eine technische Physik geben müsse. An der technischen Hochschule zu München hat dann dieser Gedanke durch Bauschinger und Linde bereits im Laufe der 70er Jahre zur Einrichtung besonderer Versuchsanstalten für Festigkeitslehre und Thermodynamik geführt. Praxis und Theorie werden durch derartige Einrichtungen gleichzeitig gefördert, letztere darum, weil die Verschiedenheit der äusseren Abmessungen und der Nebenbedingungen Erscheinungen hervortreten lässt, welche dem gewöhnlichen Laboratoriumsversuche fremd sind. Ein vortreffliches Beispiel für die Leistungsfähigheit der technischen Physik nach beiden Seiten hin giebt der ausgezeichnete Luftverflüssigungsapparat, mit welchem Linde 1895 hervortrat. Man hatte bis dahin die Abweichung, welche zwischen dem thatsächlichen thermodynamischen Verhalten der atmosphärischen Luft und dem idealen Schema des Mariotte-Gay Lussacschen Gesetzes besteht, als etwas Beiläufiges betrachtet; hier ist sie mit grösstem praktischen Erfolge zum Prinzip der Konstruktion gemacht, Nach anderer Seite hat das Bedürfnis der Technik nach einheitlichen oder doch vergleichbaren und zuverlässigen Massen von jeher einen Berührungspunkt mit der Physik abgegeben. Die

ausserordentlichen Vorteile, welche die Physik aus dieser Beziehung gewonnen hat, liegen auf der Hand. Die internationale Meterkonvention führte bald nach ihrer Gründung (1875) zur Einrichtung der Präzisionslaboratorien in Bréteuil bei Paris. Der Pariser elektrische Kongress von 1881 fixiert die elektrischen Einheiten und veranlasst dadurch neue, zuverlässige Bestimmungen der fundamentalen elektrischen Konstanten. Einen weiteren wichtigen Schritt in der genannten Richtung bedeutet die 1887 unter wesentlicher Mitwirkung von Werner Siemens erfolgte Gründung der physikalisch-technischen Reichsanstalt zu Berlin, deren erster Präsident Helmholtz wurde. Hier werden auf den verschiedensten Gebieten der Physik dauernd systematische Messungen durchgeführt, welche der Technik und der Theorie gleichmässig zugute kommen. Die besondere Leistungsfähigkeit unserer elektrischen Privatindustrie nach seiten der Konstruktion vorzüglicher physikalischer Messinstrumente mag ebenfalls erwähnt werden. Wir können diese Aufzählung hier nicht noch weiter fortsetzen, so vieles Interessante noch zu nennen wäre. Die allgemeine Wertschätzung der technischen Physik tritt u. a. in der Berücksichtigung zu Tage, welche die physikalischen Methoden in den elektrotechnischen Instituten und den neugegründeten Ingenieurlaboratorien unserer technischen Hochschulen finden. Neben ihnen stehen längst ausgedehnte Forschungslaboratorien und Studiengesellschaften der Privatindustrie, deren Ergebnisse das Publikum mit steigender Teilnahme begleitet. Um nur einige Beispiele aus dem Gebiet der angewandten Elektrizitätslehre zu nennen, so erinnere ich an die durch systematische Arbeit gewonnenen letztjährigen Fortschritte der elektrischen Bahnen, der elektrischen Beleuchtung, der Telephonie, der drahtlosen Telegraphie und der Röntgenapparate. Auch die grossen Fortschritte im Bau optischer Instrumente sind wesentlich durch theoretische Studien bedingt.

4. Die Physik ist, um es kurz zu sagen, eine Grossmacht des modernen Lebens geworden. Der theoretischen Forschung fliessen von dort aus neben immer neuen, umfassenderen Aufgaben und ungeahnten Erleichterungen der experimentellen Arbeit auch reiche, materielle Mittel zu; die physikalische Wissenschaft als solche kann sich des gewonnenen Fortschritts und ihres erweiterten Geltungsbereiches nur freuen. Wir müssen aber im gegenwärtigen Bericht den Gegenstand auch von einem etwas spezielleren Standpunkte aus sehen, nämlich vom Standpunkte des Universitätsbetriebes. Es ist nicht zu leugnen, dass hier aus der modernen Entwicklung grosse Schwierigkeiten entstanden sind. Es gilt, in Forschung und Unterricht mit der neuzeitlichen Entwicklung Schritt zu halten, insbesondere den Studierenden die allseitige Bedeutung der heutigen Physik in geeigneter Form vorzuführen. Hierzu aber sind sehr viel umfassendere instrumentelle Einrichtungen und also auch viel reichere Mittel erforderlich als früher. In dem Berichte für Chicago wurde der weitgehenden staatlichen Fürsorge gedacht, deren sich die physikalischen Institute an den deutschen Universitäten erfreuen dürfen. Diese staatliche Fürsorge hat während der diesmaligen Berichtsperiode keineswegs nachgelassen, sondern könnte mit neuen glänzenden Ziffern belegt werden. Aber die Verhältnisse sind so ausserordentliche, dass man daneben gern nach anderweitiger Hilfe Umschau halten wird. Gilt es doch namentlich auch, neue Einrichtungen auszuproben (deren allgemeine Einführung erst befürwortet werden kann, wenn der Versuch gelungen ist). Die Industrie, welche durch ihre rapide Entwicklung die Schwierigkeiten geschaffen hat, scheint in hohem Masse interessiert, hier selbst helfend einzugreifen. Ein solches Vorgehen der Industrie ist seither aus Göttingen und Jena zu berichten.

In Göttingen hat sich aus Vertretern erster Firmen der deutschen Grossindustrie eine besondere Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik gebildet, die sich angelegen sein lässt, den Unterricht und die Forschungsarbeit in technischer Physik und in technischer Mathematik zunächst an der Göttinger Universität fortschreitend zu unterstützen, — die Blüte, deren sich die physikalisch-mathematischen Studien zur Zeit an der Göttinger Universität erfreuen, ist durch das Eingreifen dieser Vereinigung jedenfalls mit veranlasst. Für die Universität Jena aber (bei der von Hause aus nur geringe staatliche Mittel zur Verfügung stehen) ist Abbes an Ort und Stelle geschaffene grossherzige Stiftung, das Zeisssche optische Institut, die Quelle geradezu einer ganz neuen Entwicklung geworden, an der die Physik in erster Linie partizipiert.

5. Zum Schluss möge noch einiges Wenige über das System der physikalischen Universitätsvorlesungen gesagt werden. Die bisherige Form derselben ist in dem Bericht für Chicago ausführlich geschildert. Inzwischen scheinen sich in manchem Betracht Änderungen vorzubereiten. Die höheren physikalischen Vorlesungen richteten sich früher fast ausschliesslich an die Lehramtskandidaten der Mathematik und Physik und hatten daher einen wesentlich mathematisch-physikalischen Charakter. Durch die Verschiebung der allgemeinen Verhältnisse aber wird es offenbar immer mehr notwendig, dass auch höhere experimentelle Vorlesungen

gehalten werden. Andererseits kann man fragen, ob der jetzige Zuschnitt der einleitenden Vorlesung über Experimentalphysik noch von längerem Bestande sein wird. Diese Vorlesung richtet sich herkömmlicherweise an eine sehr ausgedehnte Zuhörerschaft (Naturwissenschaftler aller Art, Mediziner, Pharmazeuten u. s. w.). Dementsprechend glaubte man bei ihr von den Zuhörern bislang nur sehr geringe Vorkenntnisse voraussetzen zu dürfen, während doch die höheren Schulen nachgerade vielfach eine ziemlich weitgehende Vorbereitung liefern. Es liegt also eine Inkongruenz vor. Endlich wünscht man ausführlichere Vorlesungen über angewandte Physik. Einige weitere Angaben hierüber folgen unten bei Besprechung der mathematischen Vorlesungen.

II. Astronomie (nebst Geonomie).

1. Im folgenden soll nicht nur von Astronomie im engeren Sinne die Rede sein, sondern ebensowohl von den Wissenschaften, welche die Eigenschaften des Erdkörpers mit mathematischen und physikalischen Hilfsmitteln studieren, also von der Geodäsie (dieses Wort im weitesten Sinne genommen) und den verschiedenen Zweigen der Geophysik; es möge gestattet sein, diesen Komplex von Wissenschaften unter dem Namen der Geonomie der Astronomie als geschlossenes Ganze gegenüberzustellen.

Da gerade vom physikalischen Unterricht die Rede war, dürfen wir gleich einige Bemerkungen über den Unterricht in den nunmehr zu besprechenden Disziplinen vorausschicken (unter selbstverständlicher Beschränkung auf die Verhältnisse an den deutschen Universitäten). Astronomie und Geonomie richten sich in ihren allgemeinsten Ergebnissen an das Interesse aller Gebildeten. Daher sind an unseren Universitäten von je Vorlesungen über populäre Astronomie für Studierende aller Fakultäten gehalten worden, ebenso kurze Vorlesungen über Meteorologie u. s. w. Daneben standen bis zur Mitte des 19. Jahrhunderts vielfach astronomische und geodätische Vorlesungen und Übungen für Lehramtskandidaten der Mathematik und Physik. Diese Vorlesungen sind aber in dem Masse zurückgetreten, als sich unter der Herrschaft mehr spezialisierter Examenbestimmungen die Studien in reiner Mathematik und mathematischer Physik weitergehend entwickelten. Bei den unten folgenden Bemerkungen über die mathematischen Vorlesungen wird sich ergeben, dass neuerdings wieder eine Rückströmung bemerkbar ist. Im grossen und ganzen ist es zur Zeit aber doch so, dass für die Sternwarten und die ihnen parallel stehenden Universitätsinstitute die Ausbildung von Fachmännern als einzige Unterrichtsaufgabe übrig geblieben ist. Die Entwicklung hat also gerade den umgekehrten Weg genommen, wie bei der Experimentalphysik. — Wir verlassen hiermit diesen Gegenstand (über den man länger philosophieren könnte) und wenden uns zu einem summarischen Bericht über die wissenschaftlichen Fortschritte, welche die hier in Betracht kommenden Disziplinen während der Berichtsperiode auf deutschem Boden realisiert haben.

Für die Fortschritte der Astronomie ist in erster Linie zweifellos die Zahl und Ausrüstung der bestehenden Sternwarten wesentlich. Die deutsche Wissenschaft hat in dieser Hinsicht, wie bekannt, mit besonderen Schwierigkeiten zu kämpfen, weil die reichen Mittel fehlen, die ihr in England und Amerika, zum Teil auch in Frankreich, von privater Seite zur Verfügung gestellt werden, die Fürsorge des Staates aber, bei den vielen Ansprüchen, denen sie nach anderer Seite gerecht werden muss, notwendig in bestimmte Grenzen eingeschlossen bleibt. Immerhin sind auch bei uns innerhalb der Berichtsperiode einige erfreuliche Fortschritte in der hiermit bezeichneten Richtung gemacht worden. An Stelle der früheren Karlsruher Sternwarte ist eine neue Sternwarte auf dem Königsstuhl bei Heidelberg getreten (1897 bezw. 1898), die in zwei Abteilungen, eine astrometrische und eine astrophysikalische, je unter einer besonderen Direktion stehend, zerlegt ist. Zahlreiche andere Sternwarten wurden modernisiert oder doch mit neuen Instrumenten ausgestattet. Das hervorragendste Ereignis in dieser Hinsicht ist die Fertigstellung und Aufstellung des grossen Refraktors im Potsdamer astrophysikalischen Institute (für den Reichsmittel in ungewöhnlicher Höhe zur Verfügung gestellt waren, 1899). Im Zusammenhang mit dieser Aufzählung darf hier der Leistungen unseres astronomischen Instrumentenbaues rühmend gedacht werden. Neue Aufgaben wurden derselben insbesondere durch das Eintreten der Photographie in die astronomische Praxis gestellt. Repsold (Hamburg) hat die konstruktive Ausbildung der photographischen Refraktoren und Messapparate in derselben Vollendung geleistet, die er bei den Messinstrumenten der älteren Astronomie (Heliometer, Meridiankreis) erreicht hatte. Die optische Seite findet durch hervorragende Firmen, wie Schott und Zeiss (Jena) und Steinheil (München), vermöge konsequenter Ausbildung der mathematischen und physikalischen Methoden nach den verschiedensten Seiten hin ebenfalls glänzende Förderung.

Ein grosser Teil der Thätigkeit an unseren Sternwarten wird selbstverständlich nach wie vor durch die systematischen Arbeiten absorbiert. Von den grossen Untersuchungen, die in dieser Hinsicht im vorigen Bericht ge-

nannt wurden, ist jetzt das Zonenunternehmen der astronomischen Gesellschaft für die Sterne der nördlichen Halbkugel zur vollen Durchführung gelangt. Dafür sind andere weitausschauende Arbeiten begonnen, so die Zusammenstellung aller vorhandenen Fixsternbeobachtungen zu einer „Geschichte des Fixsternhimmels" (*Auwers* und *Ristenpart*, Berlin) und eine photometrische Durchmusterung der Sterne (*Müller* und *Kempf*, Potsdam). Wir gedenken ferner gleich hier des durch *Förster* und *Helmert* eingerichteten internationalen Beobachtungssystems für die Polschwankungen der Erde, dessen Resultate vom Potsdamer geodätischen Institute alljährlich bearbeitet werden; der entscheidende Nachweis für die Existenz dieser Schwankungen ist kurz vor Beginn unserer Berichtsperiode durch *Küstner* (damals Berlin, jetzt Bonn) erbracht worden (1884/85 bezw. 1888).

Das grosse Publikum wird sein Interesse naturgemäss immer mehr glücklichen *Einzelleistungen* der astronomischen Beobachtungskunst zuwenden. In dieser Hinsicht müssen wir vor allem auf die Ergebnisse der photographischen Methode hinweisen, die unser Weltbild immer mehr erweitern, u. a. die zahlreichen Planeten- und Nebel-Entdeckungen von *Max Wolf* (Heidelberg). Die spektroskopische Beobachtung hat als hervorragendes Resultat die erste genaue Festlegung von Fixsternbewegungen im Visionsradius durch *Vogel* (Potsdam) zu verzeichnen (1888); das Potsdamer astrophysikalische Institut hat seitdem einen grossen Teil seiner Thätigkeit diesem Problem erfolgreich gewidmet. Von besonderer Bedeutung für die Erkenntnis der Dimensionen unseres Sonnensystems (Bestimmung der Sonnenparallaxe) ist die Auffindung des Eros durch *Witt* gewesen (Urania, Berlin, 1898), jenes merkwürdigen Himmelskörpers, der in seiner stark exzentrischen Bahn der Erde gelegentlich näher kommt, als Mars. Nicht unerwähnt darf zum Schluss das genaue Studium der Saturnsmonde durch *H. Struve* (jetzt Berlin, früher Pulkowa) bleiben, welches zur Aufdeckung einer Reihe merkwürdiger Regelmässigkeiten in dem von diesen Körpern gebildeten System führte.

Wir gedenken endlich der Thätigkeit unserer Astronomen auf dem Gebiet der *theoretischen* Astronomie. In Nachwirkung der *Gyldén*schen Anregungen und unter dem Einflusse der *Poincaré*schen Ideen tritt eine fortschreitende Verbesserung in den Methoden der Störungsrechnung ein. Andererseits werden durch *Seeliger* (München) und seine Schule immer neue Gebiete der Stellarastronomie und der Astrophysik der mathematischen Behandlung unterworfen. Eine besonders aussichtsreiche Art der Fragestellung zielt auf Verbindung der astronomischen Thatsachen mit den unter 1. besprochenen neuen Auffassungsweisen der Physik hin. Die *Maxwell*sche Theorie mit ihren Weiterbildungen belebt sozusagen den Raum, der sich früher in toter Lehre zwischen den einzelnen Weltkörpern zu dehnen schien.

2. Wenden wir uns zur *Geonomie* und zunächst zu demjenigen Teile derselben, welcher vorerst am meisten von mathematischen Überlegungen durchzogen ist, zur *Geodäsie*. Hier stehen, ihrer wissenschaftlichen Bedeutung nach, die Arbeiten des Potsdamer Centralinstituts voran. Von General v. *Baeyer* 1869 gegründet, steht dasselbe seit 1886 unter der Direktion von *Helmert*, 1892 bezog es sein jetziges, vortrefflich ausgestattetes Heim. Die hervorragende Stellung des Instituts findet ihren prägnanten Ausdruck in dem Umstande, dass ihm als Centralstelle die Bearbeitung der Ergebnisse der internationalen Erdmessung anvertraut ist. Gemäss der *Baeyer*schen Tradition ist als allgemeines Ziel der Institutsarbeiten die *grosse* Geodäsie festgehalten, d. h. eine immer genauere Kenntnis des *Gesamterdkörpers* nach seiten seiner räumlichen Abmessungen und allgemeinen mechanischen Eigenschaften. Ein spezielles Arbeitsgebiet ist zur Zeit die Frage nach der Verteilung der Schwerkraft über die Erde hin (absolute und relative Schweremessungen, nebst Feststellung der Lotabweichungen). Ein schöner Fortschritt in dieser Hinsicht ist es, dass es neuerdings gelang, exakte Schweremessungen auch auf dem Ozean vorzunehmen (*Hecker*, 1901/03). — Die grossen geodätischen Arbeiten der Landesvermessung und des Katasterwesens, sowie die mehr technischen Arbeiten und Interessen auf dem Gebiete der Geodäsie können hier, weil von dem Zweck des Berichts zu weit abliegend, unmöglich besprochen werden. Eine analoge Bemerkung gilt für die Abgrenzung des nun zu gebenden Berichts über die mehr physikalischen Teile der Geonomie: wir greifen nur einzelne Punkte heraus, die durch die Fortentwicklung der Wissenschaft besonders in den Vordergrund gerückt scheinen. Auch so wird unsere Darstellung hinreichend erkennen lassen, dass Deutschland an den geophysikalischen Untersuchungen neuerdings hervorragend beteiligt ist.

Wir sprechen zunächst von den *Erdbebenbeobachtungen*. Ursprünglich in den erdbebenreichen Ländern, in Japan und Italien, entstanden, wurden dieselben zuerst von englischer Seite rund um die Erde installiert. Deutschland ist erst im letzten Jahrzehnt in den Kreis dieser Bestrebungen eingetreten und hat jetzt, in gewissem Sinne, die Führung ergriffen. Einmal, was die Konstruktion der Registrierinstrumente angeht: auf das Horizontalpendel des verstorbenen v. *Rebeur-Pasch-*

witz (1890 ff.) folgten die systematisch durchgearbeiteten Apparate von Wiechert (von 1899 an), welche alle Einzelheiten der Bodenbewegung festzuhalten gestatten. Dann aber in Richtung auf Sammlung des Gesamtmaterials: eben nun ist Aussicht, dass es den unablässigen Bemühungen von Gerland (Strassburg) gelingen wird, eine umfassende seismische Assoziation der Staaten zustande zu bringen. Man hofft, durch die von allen Seiten zuströmenden Beobachtungen und Arbeiten immer mehr eine zuverlässige Kenntnis von der Konstitution und dem noch andauernden Werdeprozess der Erdrinde zu erhalten. Innerhalb Deutschlands wird an Stelle der verschiedenen bisherigen Organisationen ein systematisches Netz von Beobachtungsstationen eingerichtet werden.

Wir geben ferner einige Bemerkungen über Meteorologie. Die Bemühungen der Forscher sind je länger je mehr darauf gerichtet, nicht nur am Boden des Luftmeeres zu beobachten, sondern auch in der Höhe: statt des bisherigen zweidimensionalen Beobachtungssystems ein dreidimensionales einzurichten. Bergobservatorien, Drachenbeobachtungen und Ballonanstiege müssen gleichmässig diesem Zwecke dienen. Hier ist vor allen Dingen internationale Kooperation nötig. Der Vorsitz der internationalen Kommission für wissenschaftliche Luftschiffahrt befindet sich in Strassburg (Hergesell). Von deutscher Seite wurde insbesondere an der Ausarbeitung der physikalischen Methoden und ihrer praktischen Anwendung Anteil genommen (Assmann, Berlin). Unter den vielen Mittelpunkten steht die mit grossen Mitteln arbeitende aeronautische Abteilung des unter Leitung v. Bezolds stehenden preussischen meteorologischen Centralinstituts voran (Abteilungsvorstand Assmann). Die neuen Ergebnisse weichen von dem, was früher als ausgemacht galt, vielfach ab; man glaubt aber nun auf dem richtigen Wege zu sein, der zu einem wirklichen, physikalischen Verständnisse der in der Atmosphäre sich abspielenden Prozesse hinleiten wird.

Zu den meteorologischen Erscheinungen, welche früher durchaus unverständlich geblieben waren, gehören insbesondere diejenigen der Luftelektrizität. Hier dürfte die moderne Lehre von den Ionen und Elektronen den Schlüssel bieten: die Luft erscheint unter der Einwirkung der Sonnenstrahlen und in ihr enthaltener radioaktiver Substanzen fortwährenden Ionisationsprozessen unterworfen. Die gewaltsamen Vorgänge des Gewitters und die sanfteren des Nordlichts sind vermutlich nur extreme Glieder einer immerzu und überall sich abspielenden Kette von Prozessen. Von deutschen Forschern auf diesem Gebiete sind neben Exner in Wien und Ebert in München ganz besonders Elster und Geitel in Wolfenbüttel zu nennen. Wiederum geht von Deutschland (Riecke, Göttingen) der Plan eines internationalen Beobachtungssystems aus. Derselbe ist jetzt so weit vorbereitet, dass er der nächsten Versammlung der neugegründeten Assoziation der Akademien unterbreitet werden soll, welche 1904 in London stattfinden wird, womit diese wissenschaftliche Instanz eine erste Gelegenheit haben wird, ihre Leistungsfähigkeit auf geophysikalischem Gebiete zu bewähren.

Wir berühren endlich die Fragen des Erdmagnetismus. Der Erdmagnetismus ist das eigentliche klassische Gebiet der deutschen Geophysik von den Tagen her, wo Gauss und Wilhelm Weber ihm ihre bahnbrechende Thätigkeit zuwandten (Gründung des „erdmagnetischen Vereins", 1838). Seitdem sind ja viele Einzelheiten hinzugekommen. Man hat die Instrumente wesentlich verbessert und dadurch früher unbekannte Details der Erscheinungen aufgedeckt (Eschenhagen, Potsdam 1899). Neue Vorschläge zur Ausgestaltung des internationalen Beobachtungssystems sollen eben jetzt von deutscher Seite an die Assoziation der Akademien gebracht werden. Dabei steht die Gausssche Frage, wie weit der Sitz des Erdmagnetismus im Innern der Erde und wie weit er ausserhalb zu suchen sei, noch immer im Vordergrunde des Interesses. — Ebenso hat sich die Gausssche Darstellungsweise der allgemeinen Verteilung der magnetischen Wirkung über die Erde hin durch eine bis zu Gliedern vierter Ordnung fortschreitende numerische Kugelfunktionenentwicklung nicht weiterbilden lassen; ein Hinzunehmen der Glieder fünfter Ordnung brachte keinen Fortschritt. Nur die Zahlenwerte der Koeffizienten haben sich dank den Rechnungen verbessert, welche auf Anregung des verdienstvollen, langjährigen Leiters der Seewarte, v. Neumayer, unter Benutzung des inzwischen zusammengekommenen reichen Beobachtungsmaterials Ad. Schmidt (früher Gotha, jetzt Potsdam) 1898 ausgeführt hat. Und als es vor wenig Jahren den rastlosen Bemühungen v. Neumayers gelungen war, dass das Deutsche Reich eine erste wissenschaftliche Expedition nach den Südpolargegenden ausrüstete, deren glückliche Heimkehr eben erwartet wird, da erinnerte sich die Nation des grossen Forschers, der zuerst die Lage des magnetischen Südpols der Erde errechnet hatte, und die massgebenden Instanzen erteilten dem Schiffe, welches die deutsche Forschung in bisher unzugängliche Gegenden hinaustragen sollte, den Namen Gauss.

III. Mathematik.

1. Um ein zusammenhängendes Bild von dem Stande der deutschen Mathematik im Jahre

1893 zu erhalten, wird es gut sein, mit dem in dem Sammelwerke über die deutschen Universitäten gegebenen Bericht des Referenten die Verhandlungen des in Chicago abgehaltenen mathematischen Kongresses[1]) zu vergleichen (bei denen besonders viele deutsche Arbeiten vorgelegt wurden[2])), sowie die im Anschluss an den Kongress vom Referenten in Evanston gehaltenen Vorträge.[3]) Bei einem solchen Vergleich tritt neben der weit fortgeführten Entwicklung und der hochgesteigerten Leistung in den einzelnen Teilen der mathematischen Wissenschaft, von etwa 1870 beginnend, eine auf Wiedervereinigung und innere Verschmelzung derselben gerichtete Tendenz von wachsender Stärke hervor. Diese Tendenz hat in dem nunmehr verflossenen Jahrzehnt gegenüber den spezialistischen Bestrebungen durchaus die Oberhand gewonnen: von der reinen Mathematik beginnend, hat sie bald auch sämtliche Gebiete der angewandten Mathematik in ihren Bereich gezogen und auf den Unterricht praktischen Einfluss geübt; sie wird daher den Hauptgegenstand des folgenden Berichts abgeben. Übrigens bestehen neben dieser neuen Bewegung die früheren Arbeitsrichtungen selbstverständlich fort und die von ihnen ausgehenden Impulse ziehen immer weitere Kreise. So hat insbesondere, in Nachwirkung der Weierstrassschen Vorlesungen, die Strenge der Darstellungsweise und die Fundierung des mathematischen Lehrgebäudes auf einen vorsichtig umgrenzten Zahlbegriff eine wachsende Verbreitung gefunden.

Die äussere Form unseres Berichtes wird übrigens eine andere sein, wie vorhin bei Physik und Astronomie: wir werden in erster Linie eine Zusammenstellung nicht charakteristischer mathematischer Gedankenreihen, sondern der wichtigeren Litteratur liefern, an die sich sachliche Erläuterungen mehr beiläufig anschliessen sollen. Es geschieht dies einmal, weil es nur so (nämlich durch Angabe der Autoren und der Titel ihrer Publikationen) möglich scheint, auch dem Nichtmathematiker einen gewissen Einblick in den Entwicklungsgang der Wissenschaft zu geben. Ausserdem aber ist der Fortschritt der Mathematik in der That mehr an die litterarische Produktion gebunden, als etwa derjenige der Naturwissenschaften; ist doch die Exposition der Resultate ein wesentliches Stück jeder mathematischen Leistung.

Dem Gesagten zufolge erscheint es als unsere nächste Aufgabe, die auf deutschem Boden im letzten Jahrzehnt eingetretene Entwicklung der Sammlungstendenzen durch Aufführung und Charakterisierung der hauptsächlichen Litteratur zu belegen. Indem wir mit reiner Mathematik beginnen, gedenken wir zunächst der Publikation gewisser umfangreicher Monographien, deren jede zwar ursprünglich auf Bearbeitung eines einzelnen vom Verfasser mit Vorliebe gepflegten Sondergebietes ausgeht, aber dann bald, durch die innere Logik des Gegenstandes getrieben, auch auf Nachbargebiete übergreift. Wir nennen zunächst die stattliche Zahl von Bänden, in denen Lie unter Mitwirkung von Engel und Scheffers seine Theorie der geometrischen Transformationen und Transformationsgruppen exponiert hat, sodann die von Schlesinger gegebene Darstellung von Fuchs' Untersuchungen über lineare Differentialgleichungen, endlich die Durchführung, welche der langjährige Plan des Referenten, den dieser 1884 mit seinen Vorlesungen über das Ikosaeder begonnen hatte, durch Fricke gefunden hat, nämlich eine zusammenhängende Darlegung der Theorie eindeutiger Funktionen mit linearen Transformationen in sich (elliptische Modulfunktionen, automorphe Funktionen). Auch die autographierten Vorlesungen über verschiedene Gebiete der Mathematik, welche Referent in den Jahren 1891—97 veröffentlichte, dürfen in diesem Zusammenhange genannt werden. Wir erwähnen ferner die grösseren Referate über einzelne Kapitel der reinen Mathematik, welche die seit 1890 bestehende deutsche Mathematikervereinigung in ihren Jahresberichten bisher gebracht hat; beispielsweise fanden Invariantentheorie, Algebraische Zahlkörper, Algebraische Funktionen einer Variabelen, Geschichte der synthetischen Geometrie und Cantorsche Mengenlehre durch Franz Meyer, Hilbert, Brill und Nöther, E. Kötter und Schönflies ihre Bearbeitung. Dabei handelt es sich durchweg nicht nur um eine äussere Zusammenstellung bekannter Resultate, sondern ebensosehr um ein Ineinanderarbeiten früher getrennter Gedankengänge; der Nichtmathematiker wird nur unvollkommen ermessen, wie

1) Mathematical Papers read at the International Mathematical Congress held in connection with the Worlds Columbian Exposition, Chicago 1893 (New York 1896).

2) Wir finden Beiträge von Burckhardt, Dyck, Fricke, Heffter, Hilbert, Hurwitz, Klein, Krause, Franz Meyer, Minkowski, Netto, Nöther, Pringsheim, Schlegel, Schönflies, Study, H. Weber; inhaltlich beziehen sich diese Beiträge auf die verschiedensten Gebiete der modernen Mathematik.

3) The Evanston Colloquium (New York 1894). Wir nennen die folgenden Titel: Clebsch; Sophus Lie; On the real shape of algebraic curves and surfaces; Theory of functions and geometry; On the mathematical character of space-intuition, and the relation of pure mathematics to the applied sciences; The transcendency of the numbers e and π; Ideal numbers; The solution of higher algebraic equations; On some recent advances in hyperelliptic and abelian functions; The most recent researches in Non-Euclidean geometry. Ref. hatte sich die Aufgabe gestellt, in der Weise über die neuesten Fortschritte der Mathematik Bericht zu erstatten, dass er überall an geometrische Interessen und Anschauungen anknüpfte; er hatte diese Aufgabe um so lieber übernommen, als die selbständige Entwicklung der amerikanischen Mathematik, die inzwischen glänzend hervorgetreten ist, damals gerade einsetzte.

schwierig eine solche Arbeit auf dem Gebiete der Mathematik gegebenenfalls sein kann und wie sehr auch bei ihr produktive Thätigkeit verlangt wird. Beispielsweise enthält insbesondere der Hilbertsche Bericht im einzelnen sehr viel Neues.

Es erscheint zweckmässig, gleich auch auf die grösseren Sammelarbeiten über angewandte Mathematik hinzuweisen, welche die deutsche Mathematikervereinigung bislang veranlasst hat. Wir gedenken in erster Linie der umfassenden Münchener Ausstellung mathematischer Instrumente und Modelle, welche Dyck im Auftrage der Vereinigung 1893 zustande brachte[1]) und ihres ebenfalls von Dyck gearbeiteten interessanten Katalogs. Wir nennen ferner an Referaten: Finsterwalder, Photogrammometrie; Czuber, Wahrscheinlichkeitsrechnung (wo auch die Fragen der mathematischen Statistik besprochen werden); Heun, die kinetischen Probleme der wissenschaftlichen Technik (ein erster Versuch, diesen vielseitigen Stoff nach mathematischen Gesichtspunkten zu ordnen); endlich Burckhardt, Entwicklung nach oszillierenden Funktionen (noch im Erscheinen begriffen; eine besonders umfassende Arbeit, welche zahlreiche wertvolle Untersuchungen aus der Entstehungsperiode der mathematischen Physik und Astronomie, die so gut wie vergessen waren, heranzieht und mit den neueren Anschauungsweisen der Mathematiker in Verbindung setzt). Aus dieser blossen Aufführung wird auch der Fernerstehende eine Vorstellung von der Vielseitigkeit des zu bearbeitenden Stoffes gewinnen. Im übrigen hat das Bestreben, die verschiedenen Gebiete der Anwendungen für die Mathematiker wieder allgemein zugänglich zu machen, seine besonderen, sehr bedeutenden Schwierigkeiten. Viele Gebiete sind lange Zeit hindurch den Praktikern allein überlassen gewesen, und diese pflegen, bei der genauen Kenntnis, die sie von den Einzelheiten der Erscheinungen besitzen und bei ihrem ausschliesslichen Interesse für konkrete Fälle, zwischen logischer Ableitung und empirischer Selbstverständlichkeit meistens nur mangelhaft zu unterscheiden. Hier ist also der feste Boden, auf dem mathematische Entwicklungen fundiert werden können, überhaupt erst herauszuarbeiten. Andererseits giebt es in den hier in Betracht kommenden Gebieten mannigfach scharfsinnig durchgeführte mathematische Theorien, die den Fehler haben, dass ihre Voraussetzungen der Wirklichkeit nur ungenügend entsprechen. Der mathematische Referent muss in solchen Fällen Fachmann genug sein oder doch so viel Fühlung mit Fachkreisen haben, um das Ungenügende des Ansatzes von vornherein zu erkennen. Ausserdem muss er grosse Unbefangenheit des Denkens besitzen. Denn es ist keineswegs notwendig, dass sich erfolgreiche Theorien der angewandten Mathematik auf den Pfaden der ihm von Hause aus gewohnten Auffassungen bewegen.

2. Schwierigkeiten haben bei echter Entwicklung immer nur die schlummernde Thatkraft geweckt. So ist es auch im vorliegenden Falle gegangen. Die Einzelreferate der Mathematikervereinigung schienen bald nicht mehr zu genügen, vielmehr entstand ein umfassender Plan, welcher die notwendige Arbeit auf der ganzen Linie gleichzeitig in Gang bringt, der Plan einer grossen Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften „mit Einschluss ihrer Anwendungen". Die Oberleitung liegt in den Händen der Akademien zu Göttingen, München und Wien; die Redaktion der Bände für reine Mathematik haben Franz Meyer und Burckhardt übernommen, diejenige der „angewandten" Bände, neben dem Referenten, Sommerfeld, Wiechert und Schwarzschild. Das Unternehmen, welches z. Z. etwa zu einem Drittel durchgeführt ist, erfreut sich der thätigen Unterstützung einer sehr grossen Zahl von Mitarbeitern des Inlandes und Auslandes[1]) (wie denn eine französische Ausgabe bereits in Vorbereitung ist). Die verschiedenen Gebiete der Mathematik werden dabei in der Weise monographisch bearbeitet, dass überall die Hauptmomente der Entwicklung und die wichtigsten bislang erzielten Resultate unter Zufügung umfassender Litteraturnachweise referierend zusammengestellt werden.

Es wäre verfrüht, hier über die Bedeutung des Enzyklopädieunternehmens ein Urteil abgeben zu wollen. Wenn es zweifellos den Höhepunkt der hier zu besprechenden Entwicklung vorstellt, so steht es doch keineswegs allein, sondern wird von einer Reihe sozusagen paralleler Bestrebungen begleitet. Der Sinn für Geschichte der Mathematik ist wieder erwacht und findet mannigfache Betätigung; wir nennen nur Moritz Cantors Fundamentalwerk, dessen erster Band zuerst 1880 erschien und von dem jetzt bereits die zweite Auflage abgeschlossen vorliegt. Gesammelte Abhandlungen und Vorlesungen hervorragender Gelehrter sind jetzt in grosser Zahl herausgegeben (so von Weierstrass, von Kronecker usw., auch zu den Werken von Gauss und Riemann sind wesentliche Ergänzungen er-

1) Eine nicht ganz so umfangreiche, aber immerhin sehr vielseitige Ausstellung mathematischer Instrumente und Modelle bildete in Chicago einen wesentlichen Teil der deutschen Unterrichtsausstellung; auch diese war von Dyck besorgt worden.

1) Bis jetzt sind 65 Artikel mit rund 220 Bogen erschienen. Wir finden unter den Autoren zwei Amerikaner, nämlich Bôcher und Osgood aus Cambridge. Unter den deutschen Mitarbeitern mögen insbesondere Pringsheim und Voss genannt werden.

schienen). Die Bibliographie der Mathematik wird von verschiedenen Seiten in früher nicht gekannter Vollständigkeit bearbeitet. Das Interesse an philosophischer Fragestellung kommt wieder mehr in den Vordergrund (was insofern mit dem Unternehmen der Enzyklopädie harmoniert, als doch auch dieses in letzter Linie nicht eine blosse Anhäufung von Material, sondern eine Vereinheitlichung der Auffassung anstrebt); insbesondere findet die logische Seite (die Zurückführung der einzelnen mathematischen Disziplinen auf bestimmte Axiome) zahlreiche Vertreter. Noch nie sind so viele Lehrbücher auch über spezielle Teile der Mathematik seitens des deutschen Verlags publiziert worden, wie in den letzten Jahren. Die bestehenden deutschen Zeitschriften haben sich spezialisiert und werden dadurch den verschiedenen Interessen des mathematischen Publikums in höherem Grade als bisher gerecht. Zu ihnen ist als neues Unternehmen eine Herausgabe der Jahresberichte der deutschen Mathematikervereinigung in Monatsheften getreten, welche die Leser über die aktuellen Fragen der Wissenschaft auf dem Laufenden erhält. Über die Gesamtproduktion des Inlandes und des Auslandes geben die Fortschritte der Mathematik nun schon seit 35 Jahren alljährlich Bericht. An die internationalen Mathemathikerkongresse von Zürich 1897 und Paris 1900 wird sich 1904 ein solcher in Heidelberg schliessen, veranstaltet von der deutschen Mathematikervereinigung.

Zusammenfassend dürfen wir sagen, dass die Gefahr, die vor 25 Jahren nicht ausgeschlossen schien, dass nämlich die Mathematik in eine Reihe getrennter Disziplinen zerfallen möchte, für Deutschland endgültig beseitigt ist. Dass die reine Mathematik, unbeschadet ihrer selbständigen Entwicklung, in ihrem eigenen Interesse mit der angewandten Mathematik in allseitiger Beziehung gehalten werden muss, ist vielleicht noch nicht in demselben Masse zur allgemeinen Überzeugung geworden; man hört in der That immer noch gelegentlich die entgegengesetzte Meinung vertreten, dass nämlich die moderne Entwicklung der reinen Mathematik von den Anwendungen direkt wegführe und in dieser Richtung nicht aufgehalten werden dürfe.

3. Wir berichten nunmehr von der neuen Wendung, welche im Zusammenhang mit den vordringenden enzyklopädischen Interessen auf dem Gebiet des mathematischen Universitätsunterrichtes Platz gegriffen hat. Es war z. Z. eine ausserordentliche pädagogische Leistung des jugendlichen Jacobi gewesen, dass er unternahm, durch seine Vorlesungen die Zuhörer zur Mitarbeit an der eigenen wissenschaftlichen Produktion heranzuziehen (Königsberg, 1827/42). Aber jedes noch so hohe Prinzip führt übertrieben zu Absurditäten. Jedenfalls ist, in Nachwirkung des Jacobischen Beispiels, der höhere mathematische Unterricht vielfach einer unverkennbaren Vereinseitigung anheimgefallen. Hiergegen hat nunmehr eine Reaktion eingesetzt, die wieder mehr berücksichtigt, dass die Mehrzahl der Studierenden in erster Linie für die spätere Ausübung eines bestimmten Berufes tüchtig gemacht werden soll. Hoffen wir, dass diese Bewegung nun nicht ihrerseits wieder zu einem ungesunden Extreme führt! Im Mittelpunkte der Bewegung steht auch hier die Wiederbelebung des Interesses für angewandte Mathematik, insbesondere, den Zeitverhältnissen entsprechend, für die mathematischen Aufgaben der Technik. Das entscheidende Ereignis ist, dass die preussische Regierung in die 1898 erschienene neue Prüfungsordnung für Lehramtskandidaten eine besondere Lehrbefähigung für angewandte Mathematik eingesetzt hat, welche durch Anforderungen in darstellender Geometrie, technischer Mechanik, Geodäsie und Wahrscheinlichkeitsrechnung definiert wird. In derselben Richtung liegt natürlich die Herstellung näherer Beziehungen zwischen den mathematischen und physikalischen oder astronomischen Vorlesungen und der schon erwähnte Wunsch nach besonderen Vorlesungen auch über angewandte Physik. Über den Stand, den die Bewegung an verschiedenen Universitäten erreicht hat, und über die Art, wie sie sich mit dem mehr spezialisierten Unterrichtsbetriebe auseinandersetzt, lässt sich Allgemeines kaum sagen, weil zu viele individuelle Verschiedenheiten, namentlich auch zwischen Nord und Süd, vorliegen. Als ein besonders entwickeltes Beispiel wählen wir die Universität Göttingen, bei der die Direktoren des mathemathisch-physikalischen Seminars neuerdings ausführliche „Ratschläge und Erläuterungen“ für die Studierenden der Mathematik und Physik ausgegeben haben, aus denen man ein klares Bild von den zur Zeit dort herrschenden Verhältnissen erhält. Neben die Vorlesungen und Übungen über reine Mathematik und reine Physik sind als eine dritte gleichberechtigte Abteilung diejenigen über „Angewandte Mathematik und Physik“ gesetzt, welche ausser den in der Prüfungsordnung genannten Fächern noch angewandte Thermodynamik, angewandte Elektrizitätslehre, sowie die gesamte Geophysik und Astronomie umfassen. (Ausserdem wird über Versicherungsmathematik gelesen.) Überall ist zwischen Anfangsvorlesungen, Kursusvorlesungen und Spezialvorlesungen (beziehungsweise -Übungen) unterschieden. Nur einige Elementarkenntnisse müssen von sämtlichen Studierenden nachgewiesen werden, darüber hinaus bleibt die Wahl und Ordnung der Studien der

besonderen Interessenrichtung des einzelnen überlassen. Dies die grossen Umrisse des Göttinger Systems, dessen spezielle Durchführung freilich nur durch den Umstand ermöglicht erscheint, dass in Göttingen gerade für Mathematik und Physik eine besonders grosse Anzahl von Dozenten und von mannigfachen Institutseinrichtungen zur Stelle sind.

4. Nach dieser Digression über die Unterrichtsverhältnisse kehren wir noch einmal zur Frage nach der freien Entwicklung der Wissenschaft zurück. Wir haben den vorwaltenden enzyklopädischen Tendenzen billigerweise den Hauptteil unserer Berichterstattung über die letzten zehn Jahre der deutschen Mathematik zugewiesen. Inzwischen betrachten wir dieselben nur als einen Durchgangspunkt. In der That treten spezifische Ansätze zu Neuem bereits nach verschiedenen Richtungen hervor. Auch für den Fernerstehenden erkennbar ist dies auf dem Gebiete der Geometrie, wo u. a. Finsterwalders Beiträge zur Lehre von den Flächendeformationen, Minkowskis Theoreme über allgemeinste konvexe Flächen, Studys systematisierende Arbeiten, vor allem aber Hilberts bahnbrechende Untersuchungen über die Fundamente der Geometrie in dieser Hinsicht genannt werden können. In der Arithmetik knüpft eine neue Entwicklung an den oben genannten Hilbertschen Bericht über algebraische Zahlkörper an; in der Algebra mögen die Weiterführung der Kroneckerschen Ideen über Modulsysteme und Frobenius' Arbeiten über Gruppentheorie genannt werden. Aber vielleicht ist die Entwicklung, die sich auf dem Gebiet der Analysis vorbereitet, noch weitergreifend. Die Weierstrasssche Tradition ist für die deutschen Mathematiker eine Zeitlang sozusagen übermächtig gewesen; es war zunächst im Auslande, insbesondere in Frankreich, dass sie ihre Weiterbildung fand.[1]) Jetzt kommt dieselbe von dort in durchgearbeiteter Form zurück und unsere jüngeren Forscher sehen sich in der Lage, alle die „Weierstrassschen Skrupel", welche einst den Fortschritt zu hemmen schienen, im positiven Sinne zu wenden. Ich möchte insbesondere auf Hilberts Arbeiten über Variationsrechnung und partielle Differentialgleichungen verweisen, die freilich nur erst (in den Dissertationen zahlreicher Schüler) stückweise publiziert sind. Hieran knüpft sich eine besondere Perspektive. Unser mathematischer Bericht zeigt bis zu der Stelle, an der wir uns jetzt befinden, nicht nur formal, sondern auch inhaltlich den grössten Gegensatz gegen die Schilderung, welche wir von der Entwicklung der physikalischen Forschung geben konnten. In der That bewegen sich die Ströme der beiderseitigen Fortschritte während der Berichtsperiode durchaus in getrennten Betten. Vielleicht aber ist die Zeit nicht mehr fern, wo sie aufs neue zusammenfliessen. Die Ideenbildungen und Probleme der modernen Physik bedürfen, wie schon oben gelegentlich gesagt, einer neuen mathematischen Bearbeitung: die innerlich erstarkte Analysis scheint befähigt, dieselbe zu leisten. Hier wäre denn die gegenseitige Durchdringung der neuzeitlichen reinen und angewandten Mathematik, die wir als eine Hauptaufgabe der Zukunft ansehen, an einem wesentlichen Punkte erreicht. Die mathematische Enzyklopädie aber wird, indem sie den gesamten zu Vergleich kommenden Stoff ordnet und zugänglich macht, für die in Aussicht genommene Weiterentwicklung der Wissenschaft nach allen Richtungen die notwendige Vorarbeit leisten; die grossen Schwierigkeiten, welche einem wirklich umfassenden Betriebe unserer Wissenschaft heute noch entgegenstehen, werden nach ihrer Vollendung fortgeräumt sein.

1) Man vergleiche etwa Hurwitz' Rede über die modernen Fortschritte der Funktionentheorie vor dem Züricher internationalen Kongresse, 1897.

BESPRECHUNGEN.

C. A. Bischoff, Materialien der Stereochemie in Form von Jahresberichten. 1. Band: 1894—1898, mit systematischem Inhaltsverzeichnis für 1894—1902; 2. Band: 1899—1902, mit alphabetischem Sachregister für 1894 bis 1902. gr. 8. CXXXVI und 1977 Seiten. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1904. Geheftet 90 Mark.

Im Jahre 1894 erschien das bisher grösste Werk über Stereochemie, das von C. A. Bischoff unter Mitwirkung von P. Walden herausgegebene Handbuch der Stereochemie. Dieses umfangreiche über 1000 Seiten starke Werk ist zum grössten Teile eine gewaltige Materialiensammlung über alles für die Stereochemie Wichtige bis Ende 1893. Bei der rapiden Weiterentwickelung der organischen Chemie und der gleichzeitigen Erweiterung der Stereochemie über die Stereochemie des Kohlenstoffs hinaus ist es ohne weiteres klar, dass das ursprüngliche Bischoffsche Handbuch zur Zeit keinen Anspruch auf irgendwelche Vollständigkeit mehr machen kann. Es bedurfte dringend der Ergänzung bis auf die neueste Zeit und da das

jährlich neu hinzukommende Material sehr umfangreich ist, so war es zweifellos eine sehr glückliche Idee des Verfassers, dieser Ergänzung die Gestalt von Jahresberichten zu geben. So wird der Fortschritt eines jeden neuen Jahres als ein in sich abgeschlossenes Ganzes behandelt. Die vorliegenden zwei starken Bände enthalten so in neun einzelnen Teilen die Berichte über die Fortschritte der Stereochemie in den Jahren 1894—1902, und der Verfasser scheint gewillt, nun Jahr für Jahr weiter zu berichten. Ein systematisches Inhaltsverzeichnis und ein alphabetisches Sachregister ermöglicht eine bequeme Benutzung des gewaltigen gesammelten Materials. Dem Physiker erwachsen angesichts dieses ungeheuren Materials interessante Aufgaben. Um nur ein Beispiel zu nennen, möchte der Referent die Ausarbeitung des quantitativen Zusammenhangs zwischen Konstitution optisch-aktiver Verbindungen und dem Drehungsvermögen derselben nennen. Hier ist vor einer Reihe von Jahren Guyes Lehre vom Asymmetrieprodukt aufgestellt worden, hat sich aber als nicht aufrecht zu erhalten erwiesen. Der Referent möchte hier der Überzeugung Ausdruck geben, dass es wahrscheinlich nur der richtigen Ausgestaltung oder Umarbeitung der Guyeschen Vorstellungen bedarf, um hier zu schönen Resultaten zu gelangen. Um einen Vergleich zu gebrauchen, könnte man sagen, dass sich Guyes Resultate zu dem Materiale an Drehungsvermögen verhalten wie etwa die bekannten physikalisch-chemischen Spektralregelmässigkeiten zu der Fülle der gemessenen Spektrallinien. Dies ist nur eines der zahlreichen Probleme, die es hier noch zu lösen giebt und in diesem Sinne bietet das Werk also auch dem Physiker eine Fülle des Interessanten. E. Bose.

(Eingegangen 4. Oktober 1904.)

Jahrbuch der Chemie. Bericht über die wichtigsten Fortschritte der reinen und angewandten Chemie. Herausgegeben von Richard Meyer. 13. Jahrgang, 1903. gr. 8. XII und 600 S. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1904. M. 14.—, in Leinen geb. M. 15.—, in Halbfr. geb. M. 16.—.

Das von einer Reihe ausgesuchter Mitarbeiter vorzüglich bearbeitete Jahrbuch der Chemie ist natürlich in erster Linie für den reinen Chemiker berechnet, doch sind auch verschiedene für den Physiker interessante und lesenswerte Teile darin enthalten. Es sei hier vor allen Dingen auf den Abschnitt über physikalische Chemie, ferner auf diejenigen für anorganische Chemie und für Photographie hingewiesen. Im übrigen bedarf das längst vorteilhaft bekannte Werk keiner besonderen Empfehlung, sondern nur des Hinweises auf den neu erschienenen Jahrgang. E. Bose.

(Eingegangen 4. Oktober 1904.)

W. Marshall Watts, An Introduction to the Study of Spectrum Analysis. 325 Seiten mit 135 Figuren im Text und einer farbigen Tafel. London, Longmans, Green and Co. 1904.

Das vorliegende Buch, das angehenden Spektroskopikern ein Führer sein soll, enthält auf den ersten 184 Seiten einen kurz gehaltenen Leitfaden der Spektroskopie, ihrer Methoden, Hilfsmittel und Anwendungen, ohne viel Theorie, alles vom Standpunkte des Praktikers aus behandelt. Etwas zu kurz gekommen ist dabei zweifellos die Absorptionsspektralanalyse, insofern nicht ein einziges Spektrophotometer beschrieben worden ist. Dagegen ist zu erwähnen, dass sowohl der Spektroheliograph von Hale, als auch besonders das Michelsonsche Stufengitter eingehender behandelt werden. Den Rest von ca. 140 Seiten des Buches bildet ein Spektralkatalog und ein Anhang mit zwei kurzen Arbeiten von Sir William Huggins und Lady Huggins. Im übrigen enthält das Buch viel Interessantes und es verdient auch die vorzügliche Ausstattung lobend erwähnt zu werden. E. Bose.

(Eingegangen 4. Oktober 1904.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurde Professor Dr. Karl Runge aus Hannover zum ord. Professor der angewandten Mathematik an der Göttinger Universität.

Berufen wurden der wissenschaftliche Hilfsarbeiter am kgl. Geodätischen Institut auf dem Telegraphenberg bei Potsdam, Dr. Furtwängler, als Professor für Mathematik an die landwirtschaftliche Akademie zu Bonn-Poppelsdorf, Professor Dr. Georg Landsberg aus Heidelberg als Extraordinarius für Mathematik an die Universität Breslau, Dr. Vahlen, Privatdozent der Mathematik, aus Königsberg als a. o. Professor an die Universität Greifswald.

Der Professor der allgemeinen Physik an der Universität Stockholm Dr. S. A. Arrhenius erhielt einen Ruf an die Universität Berlin als ord. Professor für Meteorologie und kosmische Physik.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. | 1. Dezember 1904. | 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 25 am 30. November 1904.

INHALT:

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 76. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU BRESLAU.

W. Nernst (Göttingen), Beitrag zur Strahlung der Gase.[1])

Von einer Reihe Forscher, in neuester Zeit von A. Langen in Dresden[2]), sind Versuche über den Druckverlauf angestellt worden, wie er bei der Explosion eines in einer Bombe eingeschlossenen entzündlichen Gasgemisches stattfindet. Diese Versuche hatten bekanntlich in erster Linie die Bestimmung der spezifischen Wärme der Gase bei hohen Temperaturen zur Absicht; der Druckverlauf wurde mit Hilfe eines Indikators graphisch aufgetragen und es wurde daraus die maximale bei der Explosion erreichte Temperatur abgeleitet.

Nachdem der chemische Prozess abgelaufen ist, haben wir in der Bombe eine hoch erhitzte Gasmasse, die sich durch Konvektion, Leitung und Strahlung abkühlt. Als ich über den Abkühlungsverlauf mich zu orientieren suchte, um die Frage, inwieweit ein chemisches Gleichgewicht sich im Momente der Explosion einstellt, behandeln zu können, gelangte ich zu einer ziemlich einfachen Formel, über die ich hier kurz berichten möchte.

Aus den Versuchen, die in jüngster Zeit von Hartmann[3]) über die Wärmeabgabe elektrisch glühender Fäden in freier Luft angestellt wurden, übrigens demnächst noch eine weitere Ergänzung erfahren sollen, liess sich schliessen, dass die Wärmeabgabe durch Leitung und Konvektion bei grossen Temperaturdifferenzen annähernd der ersten Potenz der letzteren proportional ist. Indem wir auch für den vorliegenden Fall diese zunächst freilich diskutable Annahme machen, setzen wir die Wärmeabgabe

$$(1)\qquad -\frac{dQ}{dt} = \alpha(T - T_0) + \beta(T^n - T_0^n),$$

worin also das erste Glied, welches übrigens für unsere Zwecke nur die Stelle einer Korrektionsgrösse spielt, der Wärmeleitung und Konvektion, das zweite der Strahlung Rechnung trägt; es bedeutet Q die abgegebene Wärme, T die absolute Temperatur zur Zeit t und T_0 die Temperatur der Bombenwandung.

Von den von Langen angeführten Diagrammen zeigen, wie es scheint infolge nachträglich verlaufender chemischer Prozesse, diejenigen, welche sich auf die Explosion von Kohlenoxydknallgas beziehen, starke Unregelmässigkeiten. Ich habe daher zunächst das l. c. S. 32 mitgeteilte Diagramm, welches sich auf ein Gemisch von

$$1{,}05 \text{ Volum } H_2O + 3{,}23 \text{ Volum Luft}$$

bezieht, einer Rechnung nach den angegebenen Gesichtspunkten unterworfen.

In der untenstehenden Tabelle befinden sich in der ersten Kolumne die in mm auf dem Diagramm gemessenen Drucke, welche einem bestimmten Punkte der Trommel des Indikators entsprechen; da die Umdrehungsgeschwindigkeit der Trommel 0,26 Sekunden betrug, so sind diese Werte die Drucke, welche sich nach je 0,26 Sekunden gefolgt sind; dem Drucke eines Kilogramms pro cm^2 entsprechen 3,73 mm. In der folgenden Kolumne sind die aus den

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 21. Sept.
2) Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens Heft 8, Berlin 1903.
3) Diese Zeitschr. 5, 579, 1904.

Drucken abgeleiteten absoluten Temperaturen T verzeichnet; da der Temperatur der Umgebung $= 280$ der Druck 3,4 entsprechen würde, so folgt $T = \frac{p}{3,4} 280$. In der dritten Kolumne finden sich die Differentialquotienten $-\frac{dp}{dt}$, von denen die beiden ersten graphisch, die übrigen durch Rechnung abgeleitet worden sind. Da die in der Zeit dt abgegebenen Wärmemengen dQ dem Produkt von Temperaturabfall und spezifischer Wärme proportional sind, so sind die Werte von $-\frac{dp}{dt}$ mit $1 + \alpha(T - 273)$ zu multiplizieren, um $\frac{dQ}{dt}$ proportionale Grössen zu erhalten. Für den Temperaturkoeffizienten α berechnet sich nach den von Langen gegebenen Zahlen für obiges Gemisch 0,00039. Die Werte

$$\frac{d\pi}{dt} = \frac{dp}{dt}(1 + 0{,}00039\,[T - 273])$$

stehen in der vierten Kolumne.

Der Exponent n in Gleichung 1 ergiebt sich nun auffallenderweise gleich 4; man erhält nämlich einen guten Anschluss an die Erfahrung, wie der Vergleich der vierten und fünften Kolumne zeigt, wenn man

$$(2) \quad -\frac{d\pi}{dt} = 0{,}097(p - 3{,}4) + 0{,}000057(p^4 - 3{,}4^4)$$

setzt. Die Abweichungen übersteigen fast nirgends die Messungsfehler; wenn bei weit vorgeschrittener Abkühlung die berechneten Zahlen vielleicht merklich grösser werden, als die beobachteten, so erklärt sich dies wohl sehr einfach dadurch, dass gegen Ende der Abkühlungsperiode, woselbst es sich um kleinere Temperaturdifferenzen handelt, die Erwärmung der Innenwand der Bombe ein wenig verzögernd wirkt.

In den letzten beiden Kolumnen sind die beiden Glieder der Gl. (2) verzeichnet; man ersieht daraus, dass bei hohen Temperaturen grossenteils die Strahlung, bei niederen hingegen Konvektion und Leitung wirksam sind.

p	T	$-\frac{dp}{dt}$	$-\frac{d\pi}{dt}$ beob.	$-\frac{d\pi}{dt}$ ber.	$0{,}097(p-3{,}4)$	$0{,}000057(p^4-3{,}4^4)$
24,0	1980	12,4	20,7	20,5	2,0	18,5
16,7	1378	4,1	5,8	5,7	1,3	4,4
13,7	1130	2,17	2,83	2,99	1,00	1,99
11,9	982	1,48	1,89	1,96	0,82	1,14
9,6	792	0,88	1,05	1,08	0,60	0,48
8,1	668	0,64	0 74	0,69	0,45	0,24
7,0	577	0,44	0,49	0,48	0,35	0,13
6,0	495	0,25	0,27	0.31	0,25	0,06
5,2	439	0,15	0,16	0,20	0,17	0,03

Der gewiss auffällige Umstand, dass die Strahlung der vierten Potenz der absoluten Temperatur proportional ansteigt, legt den Vergleich mit der Strahlung eines schwarzen Körpers nahe. Indem wir beachten, dass in Gl. (2) als Zeiteinheit nicht die Sekunde, sondern 0,26 Sekunden dienten, dass ferner der Inhalt des Gefässes 34 Liter betrug und somit die Wärmekapazität des Gefässinhalts bei 0°, worauf ja die Abkühlungsgeschwindigkeiten reduziert sind,

$$\frac{34}{22{,}4} \cdot \frac{273}{280} \cdot 5{,}01 = 7{,}40$$

(5,01 = Molekularwärme der Gasmischung bei konstantem Volum) ausmacht, ergiebt sich für den Verlust durch Wärmestrahlung

$$\frac{0{,}000057}{0{,}26 \cdot 82{,}53} \cdot 7{,}40(T^4 - T_0^4)$$
$$= 2{,}89(T^4 - T_0^4) \cdot 10^{-9} \frac{g\text{-cal}}{\text{sec}}.$$

Die Oberfläche der Gasmasse lässt sich schätzungsweise als zwischen 5500 und 6500 cm² liegend ermitteln. Somit würde die Strahlung eines schwarzen Körpers von der Gasmasse gleichen Dimensionen

$$6000 \cdot 1{,}28 \cdot 10^{-12}(T^4 - T_0^4)$$
$$= 7{,}7(T^4 - T_0^4) \cdot 10^{-9} \frac{g\text{-cal}}{\text{sec}}$$

betragen: sie wäre nach obigen Betrachtungen also nur kaum dreimal so gross, als diejenige der Gasmasse.

In ähnlicher Weise habe ich auch das S. 33 der Langenschen Arbeit mitgeteilte Diagramm berechnet, welches ein Gemisch von 1,042 Volum Wasserdampf und 2,33 Volum Kohlensäure betrifft. Die Konvektion und Leitung ergab sich, wie von vornherein zu erwarten, hier merklich kleiner, der Koeffizient der Strahlung jedoch mehr als doppelt so gross, als im zuerst untersuchten Falle. Hier wäre demnach die schwarze Strahlung praktisch erreicht, wobei freilich zu beachten ist, dass die immerhin etwas unsichere Korrektion infolge der Änderung der spezifischen Wärme mit der Temperatur hier sehr bedeutend ist und dass so der für die Strahlung berechnete Wert möglicherweise zu hoch ausgefallen sein kann.

Theoretische Folgerungen aus obigen Ergebnissen zu ziehen, zu denen ich, wie eingangs bemerkt, ganz nebenbei gelangte, möchte ich mir hier versagen; doch steht zu hoffen, dass man auf dem angegebenen Weg relativ leicht zur Messung der bisher noch wenig bekannten Wärmestrahlung der Gase bei hohen Temperaturen wird gelangen können.

Diskussion.

Lummer-Berlin: Sind Sie direkt imstande, die Konstante des Stefanschen Gesetzes zu bestimmen?

Nernst: Jawohl. Freilich kann man die

Strahlung einer Gasmasse von innen heraus nicht ohne weiteres vergleichen mit der Strahlung nach dem Stefanschen Gesetz, wo die Strahlung von der Oberfläche kommt.

Lummer: Es ist also die Gesamtstrahlung des Wasserdampfes vergleichbar mit der des schwarzen Körpers, der alle Strahlen aussendet, während die Strahlung des Wasserdampfes sich nur auf ein kleines Wellenlängengebiet erstreckt.

Pringsheim-Berlin: Wenn wir es mit hohen Drucken zu thun haben, so wissen wir, dass die Absorptionsbanden sich verbreitern und die Gasstrahlung der eines festen Körpers ähnlich wird. So kann ich mir das Resultat plausibel machen, das sonst sehr überraschend wäre.

Nernst: Der Druck betrug maximal 6 Atmosphären. Aber es kommt doch auf die Dichte an, und das Gas ist materiell sehr dünn, und das ist mir das Überraschende, dass dieses materiell dünne Gas so ähnlich strahlt wie ein fester Körper.

Lummer: Dass das Gas bei 6 Atmosphären etwa sich verhalten sollte, wie ein schwarzer Körper, ist mir durchaus unklar. Wir versuchten, Kohlensäure im Bunsenbrenner schwarz zu machen. Wir bolometrierten den Bunsenbrenner. Dann bekommt man die Kohlensäurebande und eine Wasserdampfbande. Das übrige Spektrum hat keine Energie. Dann haben wir eine Reihe Bunsenbrenner hintereinander angeordnet und wir fragten, bei welcher Dicke der strahlenden Schicht wird für diese Stelle des Spektrums die Strahlung des Gases gleich der des schwarzen Körpers? Um dies zu entscheiden, sandten wir die eigene Strahlung noch einmal mit Hilfe eines versilberten Hohlspiegels durch die Flammenreihe hindurch. Wenn ihre Strahlung schwarz ist, bekommt man durch den Hohlspiegel keine Verstärkung. Die Strahlung der Kohlensäure konnten wir auf diese Weise der schwarzen gleich machen, bei Wasserdampf gelang dies nicht. Wir glaubten, durch diese Methode, wenn wir es zur Schwärze bringen könnten, vielleicht ein Mittel zu erhalten, die Temperatur zu bestimmen. Wir brauchten nur die Energiekurve des schwarzen Körpers zu suchen, der für die betreffende Wellenlänge dieselbe Energie hat. Das war für einen schwarzen Körper von 1840^0 abs. der Fall. Ich würde abschweifen, wenn ich weiter auf die Schlüsse eingehen wollte, die daraus zu ziehen sind. Denn uns schien diese Temperatur zu gering zu sein. Wir deuten das dadurch, dass die Kohlensäurebande wieder aus einzelnen Banden besteht, die sich bei der geringen Dispersion, die wir haben, überlagern, so dass wir nicht die Energie herausbekommen, die wir bei einem Kontinuum hätten. Ich würde in dem von Nernst behandelten Falle niemals erwarten, die Energie des gesamten schwarzen Körpers zu bekommen, sondern nur die, welche in demjenigen engen Wellenlängenbereiche liegt, den die Banden des Wasserdampfes resp. der Kohlensäure einnehmen. Das ist das, was mich frappiert.

Stark-Göttingen: Wenn ich Herrn Professor Lummer richtig verstanden habe, so sieht er die Schwierigkeit bei der theoretischen Deutung der in Rede stehenden experimentellen Resultate in folgendem. Nach Herrn Prof. Nernst ist die Gesamtstrahlung des Gasgemisches nahezu gleich derjenigen des schwarzen Körpers von gleicher absoluter Temperatur. Ist indes die Emission der Explosionsgase selektiv, so muss ihre Gesamtstrahlung kleiner sein, da in ihr ja die Energie der nicht emittierten Wellen fehlt. Nun glaube ich, darf man nicht ohne weiteres mit Sicherheit annehmen, dass unter den Versuchsbedingungen des Herrn Prof. Nernst die Emission selektiv war. Gegen die Heranziehung der Versuche an der Bunsenflamme möchte ich doch Bedenken äussern; in ihrer Wirkung auf die spektrale Energieverteilung darf man Vergrösserung der Schichtdicke und Änderung des Gasdruckes doch wohl nicht äquivalent setzen. Wir kennen eine Reihe von Fällen, in denen bei höherer Temperatur Gase durch Vergrösserung des Druckes zur Emission eines kontinuierlichen Spektrums gebracht werden können, und so meine ich, es ist die Möglichkeit vorhanden, dass auch unter den speziellen Versuchsbedingungen von Herrn Langen die Explosionsgase nicht selektiv, sondern kontinuierlich emittierten, und dann könnten wir für sie in der That die Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers erwarten.

Das Entscheidende ist also nach meiner Ansicht die Frage, ob bei den fraglichen Versuchen bereits ein kontinuierliches Spektrum vorhanden war.

Nernst: Es muss so sein.

Lummer: Es muss so sein, das wäre das hieraus zu ziehende Resultat.

Schaefer-Breslau: Ich bin bei Untersuchung der Absorption des CO_2 bis 4 Atmosphären gegangen, aber von einem kontinuierlichen Spektrum ist gar keine Rede. Vielmehr haben die Streifen bei $2,7\,\mu$ und $4,4\,\mu$ eine bestimmte Breite, die mit Vergrösserung des Partialdruckes zunimmt. Vergrösserung der Schichtdicke und Vergrösserung des Partialdruckes sind keineswegs äquivalent. Ich bin zu demselben Resultat gekommen wie Prof. Lummer, dass die Absorptionsstreifen der Kohlensäure nicht homogene Banden sind, sondern es sind ziemlich beträchtliche Lücken darin.

Nernst: Massgebend ist doch nur das Gebiet, wo das Maximum der Wärmestrahlung sitzt. Bei mir war die höchste Temperatur 1700^0.

Lummer: Das Maximum der Strahlung des schwarzen Körpers liegt bei 1,5 μ. Der einzige Schluss, den man ziehen kann, ist, es muss bei dieser Temperatur und diesem Druck schon ein Kontinuum ausgesendet werden. Dagegen sprechen aber die Versuche des Herrn Dr. Schaefer.

Schaefer: Wenn man nicht kolossale Strecken nimmt, findet man von Absorption ausserhalb der Streifen gar nichts, dagegen tritt durch geringe Änderung des Partialdrucks starke Absorption ein. Planck hat abgeleitet, dass die Verbreiterung der Streifen unsymmetrisch eintritt.

Aschkinass-Berlin: Die Versuche berühren offenbar die Frage, kann ein Gas zum Leuchten kommen durch blosse Temperaturerhöhung, eine Frage, die nach Versuchen von Pringsheim doch zu verneinen ist.

Pringsheim: Wenn man die Versuche dadurch erklären will, dass es sich um Lumineszenz handelt, so ist die Schwierigkeit aus dem Wege geschafft. Aber besonders durch die Versuche von Paschen ist es doch sehr wahrscheinlich gemacht, dass es sich bei Kohlensäure und Wasserdampf um Temperaturstrahlung handelt. Das Gegenteil habe ich auch nie behauptet, sondern meine Äusserung bezog sich auf die Linienspektren der Elemente, was in der Diskussion mit Paschen vollständig klargestellt worden ist. Aber ich glaube, die Diskussion ist noch nicht auf der Höhe, die mit dem vorhandenen Thatsachenmaterial erreicht werden kann. Wenn wir annehmen, dass die hier in Betracht kommenden Gase genau das gleiche Absorptionsvermögen besitzen wie unter gleichen Umständen bei gewöhnlicher Temperatur, so haben wir alle Daten, um die Grösse der Strahlung für die hier erreichten Temperaturen zu berechnen. Ich kann nicht aus dem Handgelenk sagen, um wieviel die so berechnete Strahlung hinter der von Nernst aus den Beobachtungen gefundenen zurückbleibt. Diese Kenntnis wäre aber nötig, um auf die Grösse der Veränderung in den Strahlungseigenschaften zu schliessen, welche zur Erklärung des Nernstschen Resultates angenommen werden müsste.

Aschkinass: Ich bin wohl nicht ganz verstanden worden. Ich wollte wissen, ob Ihre Gasgemische, die nach der Art des schwarzen Körpers strahlen sollen, ob diese Gase thatsächlich durch einfache Temperaturerhöhung auch leuchten, vom Auge wahrnehmbare Energiemengen aussenden. Das müsste der Fall sein, wenn es sich um absolut schwarze Körper handelte, da die Temperaturen hierzu ausreichen. Dann aber wäre hier zum ersten Male gezeigt, dass ein Gas durch blosse Temperaturerhöhung zum „Leuchten“ kommen kann.

E. Grimsehl (Hamburg), Demonstration eines Pendels mit direkt messbarer Pendellänge.[1]

Die auf mathematischem Wege gewöhnlich unter Benutzung des Cosinussatzes abgeleitete Beziehung

$$T_a = T_s + Ma^2,$$

wobei T_s das Trägheitsmoment eines um eine Schwerpunktsachse drehbaren Körpers mit der Masse M und T_a das Trägheitsmoment desselben Körpers für eine um den Abstand a entfernte, zur Schwerpunktsachse parallele Achse ist, erregte in mir den Wunsch, dieser mathematischen Formel durch einen einfachen Versuch einen physikalischen Inhalt zu geben, der diese Beziehung dem Verständnis der Schüler näher bringt.

Zu dem Zwecke hängte ich an ein leichtes, um eine vertikale Achse drehbares Gestell (Fig. 1),

Fig. 1.

das in einem Abstande von 12 cm von der Achse an zwei einander gegenüberliegenden Seiten eine möglichst reibungslose Spitzenlagerung trägt, in diesen Spitzenlagerungen zwei kreisförmige Metallscheiben von je 1 kg Masse und 10 cm Radius leicht drehbar auf. Die beiden Scheiben können durch kleine am Gestell befestigte Schrauben mit dem Gestell starr verbunden werden. Dreht man jede einzelne der beiden Scheiben für sich, so kommt für die Drehung jeder der beiden Scheiben nur das Trägheitsmoment T_s in Frage. Wenn man andererseits das Gestell dreht, während die Scheiben frei um die Spitzenlagerung beweglich sind, so tritt für die Drehung des Gestells nur das Trägheitsmoment Ma^2 in die Rechnung ein. Hierbei nehmen die Scheiben an der Drehung keinerlei Anteil. Sie bewegen sich vollkommen translatorisch. Wenn man nun die Scheiben mit dem Gestell durch die Schrauben starr verbindet, so wirkt bei der Drehung das Trägheitsmoment T_a, welches sich aus den vorher bestimmten einzelnen Summanden als Summe ergiebt. Die Befestigungsschrauben repräsentieren hierbei physikalisch das in der mathematischen Formel auftretende + Zeichen.

1) Vorgetragen in Abteilung 2 am 19. Sept.

Da die beiden Summanden infolge der Wahl der Ausmessungen leicht berechnet werden können, so lässt sich auch T_a berechnen.

Hängt man diesen Apparat an dem unteren Ende eines am oberen Ende festgespannten Stahldrahtes auf, so lässt sich experimentell sowohl Ma^2 wie auch T_a aus der Schwingungszeit der elastischen Torsionsschwingungen berechnen.

Von besonderem Interesse erschien mir die für den ersten Augenblick verblüffende, aber bei näherer Überlegung selbstverständliche Erscheinung, dass die beiden frei beweglichen Scheiben bei der Drehung des ganzen Apparates an dieser Drehung nicht teilnehmen, sondern dass alle Punkte der Scheiben sich auf einander parallelen Bahnen bewegen. Diese Thatsache führte mich zur Konstruktion des Ihnen jetzt vorzuführenden Pendels (Fig. 2).

Fig. 2.

Dasselbe besteht aus einer Stange mit zwei gegeneinander gerichteten Schneiden, die einen gewissen messbaren Abstand von ungefähr 1 m voneinander haben. Die Stange ist mit der einen Schneide in einem Pendelstativ aufgehängt. Die untere Schneide dient als Achse für eine um ihren Massenmittelpunkt drehbare schwere metallene Scheibe, deren Achsenlagerung durch Balanciergewichte möglichst gut reguliert werden kann.

Wenn man das so konstruierte Pendel in Schwingungen versetzt, so bewegt sich die Metallscheibe nur translatorisch, d. h. jeder einzelne Punkt der Scheibe bewegt sich so, als ob er ein mathematisches Pendel wäre, dessen Länge gleich dem Abstand der beiden Schneiden ist. Infolge der translatorischen Bewegung kommt das Trägheitsmoment der Scheibe in Bezug auf ihre Achse nicht zur Geltung.

Wenn das Gehänge, d. h. die Stange mit den beiden Schneiden masselos wäre, so würde dasselbe keinen Einfluss auf die Schwingungszeit des Pendels ausüben. Es ist auch dann ohne Einfluss auf die Schwingungszeit des Pendels, wenn die Schwingungszeit des Gehänges allein mit der Schwingungszeit des mit der Scheibe versehenen Pendels übereinstimmt. Man reguliert daher durch Verschiebung einer am unteren Ende der Stange angebrachten Kugel die Schwingungszeit des Gehänges so lange, bis sie mit der Schwingungszeit des ganzen Pendels übereinstimmt. Dann ist der Abstand der beiden Schneiden die Pendellänge, aus deren Kenntnis man unter gleichzeitiger Benutzung der Kenntnis der Schwingungszeit die Erdbeschleunigung, wie meine Versuche ergeben haben, sicher bis auf drei Stellen innerhalb kurzer Zeit leicht und besonders für das Verständnis der Schüler bequemer bestimmen kann, als mittels des demselben Zweck dienenden Katerschen Reversionspendels.

Das Pendel trägt fernerhin eine einfache Schraubenvorrichtung am oberen Ende der Pendelstange zur Veränderung des Abstandes der beiden Schneiden, also der Pendellänge.

A. Voller (Hamburg), Versuche über die zeitliche Abnahme der Radioaktivität und über die Lebensdauer geringer Radiummengen im Zustande sehr feiner Verteilung.[1]

1. Die im folgenden mitgeteilten Beobachtungen habe ich zu dem Zwecke unternommen, eine wichtige Frage aus dem Gebiete der Radioaktivität unter Bedingungen, die — soweit ich die Litteratur habe einsehen können — bisher keiner Untersuchung zu Grunde gelegt worden sind, näher zu prüfen. Diese Frage betrifft die Dauer und die zeitliche Abnahme der Energieabgabe resp. der Strahlung radioaktiver Stoffe, wenn diese Stoffe in sehr geringen Mengen und in sehr feiner Verteilung angewendet werden.

2. Es ist bekannt, dass für die sogenannte Lebensdauer der radioaktiven Stoffe, d. h. für denjenigen Zeitraum, den eine beliebige Menge derselben gebraucht, um eine vollständige Selbstzersetzung durchzumachen und während dessen

1) Nach dem Vortrage in Abteilung 2 am 21. Sept.

ihre Energieabgabe fortdauert, sehr viele Jahre angenommen werden, für das Radium etwa 1500 Jahre, für das Uran 1000 Millionen Jahre u. s. w. Dabei wird ferner angenommen, dass diese Gesamtlebensdauer aus der an und für sich sehr verschiedenen Lebensdauer der einzelnen Atome des betreffenden radioaktiven Körpers resultiere und dass diese letztere von physikalischen Bedingungen, z. B. Temperatur, räumlicher Verteilung, Konzentration der Zerfallsprodukte (Emanationen und dergl.) in der Umgebung der zerfallenden Atome u. s. f. unabhängig sei. Diese letztere Annahme ist meines Wissens nur von J. J. Thomson angezweifelt worden, der in einem Aufsatze in der Nature[1]) auf die Wahrscheinlichkeit hinwies, dass eine gegebene Menge Radium sich in radioaktiver Hinsicht verschieden verhalten werde, je nachdem dieselbe innerhalb nichtradioaktiver Substanzen verteilt sei oder nicht; im ersteren Falle werde ihre Strahlungsintensität schwächer, ihre Lebensdauer also länger sein. Rutherford[2]) hat darauf allerdings einen Versuch mitgeteilt, demzufolge er keinen Unterschied in der Strahlung eines mg Radium hat wahrnehmen können, wenn dasselbe für sich allein in festem Zustande oder in der tausendfachen Menge Wasser gelöst geprüft wurde. Dieser Versuch genügt aber doch wohl nicht, die Frage vollständig zu entscheiden. Wie dem aber auch sein möge, jedenfalls ist die übliche Annahme, dass die Lebensdauer einer beliebigen Menge einer radioaktiven Substanz unter allen Umständen dieselbe sei, wie gross oder wie klein auch die betreffende Menge sein und wie sie auch räumlich verteilt sein möge, bisher, soweit mir bekannt ist, keiner experimentellen Prüfung unterworfen worden, deren sie doch ohne Zweifel dringend bedarf. Meine Versuche, welche ausschliesslich mit Radium angestellt wurden, sollen hierzu einen Beitrag liefern.

3. Die vergleichende Messung der Strahlungsintensität sehr geringer Mengen Radium während eines längeren Zeitraumes erfordert viel Geduld und Vorsicht. Mein Verfahren bestand — nachdem eine grosse Anzahl von Vorversuchen zur Ermittelung geeigneter Versuchsanordnungen ausgeführt worden waren — in folgendem:

Ein kleiner Krystall Radiumbromid — aus einer Sendung der Chininfabrik Buchler & Co. in Braunschweig — von 1,7 mg Gewicht entsprechend etwa einem mg Radium wurde in 25 ccm destilliertem Wasser gelöst. Von dieser Lösung, welche 10^{-3} mg Radium in 25 mg Wasser enthielt, wurden sodann eine Reihe schwächer konzentrierter Lösungen hergestellt, indem je 1 ccm einer Lösung durch Wasserzusatz auf 10 ccm vermehrt wurde, so dass Konzentrationen von $^1/_{10}$, $^1/_{100}$ etc. der Ausgangslösung hergestellt wurden. Von diesen wurde sodann mit Hilfe eines feinen Pinsels je eine durch Differenzwägung gemessene Menge von etwa 25 mg auf einer Fläche von 1,2 qcm einer Glasplatte ausgebreitet und vorsichtig trocken eingedampft. Es war die Absicht, stets genau 25 mg Lösung aufzubringen, doch konnte dies nur angenähert erreicht werden, da die Dicke der aufgebrachten Schicht einer Lösung nicht stets genau die nämliche war; die Abweichungen waren jedoch nicht so gross, dass sie die Resultate wesentlich beeinflusst hätten. Die Glasplatten waren an der Stelle, wo die Flüssigkeit aufgetragen wurde, leicht geschmirgelt worden, um eine etwas rauhe Fläche zu erzielen; auf der glatten Glasfläche war wegen der Neigung zur Tropfenbildung eine gleichmässige Ausbreitung der 25 mg Lösung nicht zu erreichen. Andererseits war die Benutzung von Glasplatten ihrer Durchsichtigkeit wegen aus später zu besprechenden Gründen (Beobachtung der Szintillation) wünschenswert. Die leichte Schmirgelung beeinträchtigte die Durchsichtigkeit nicht zu sehr.

Auf diese Weise wurden zunächst 7 Platten hergestellt, auf welchen äusserst geringe, nicht sichtbare, aber bekannte Gewichtsmengen, nämlich 10^{-9} bis 10^{-3} mg Radium auf gleich grossen Flächen (je 1,2 qcm) adhärierten. Eine zweite Reihe von Radiumpräparaten wurde aus den nämlichen Lösungen hergestellt, jedoch so, dass die radiumbedeckte Fläche auf das Zehnfache (12 qcm) vergrössert wurde. So konnten Platten verglichen werden, welche gleiche Radiummengen in verschiedener Flächenausdehnung enthielten.

Es war natürlich erforderlich, die Platten sorgfältig vor jeder Berührung resp. vor dem Abreiben des Radiums zu hüten; sie wurden zu dem Zwecke auf der Schichtseite am Rande mit 2 mm hohen Schutzhölzchen versehen, welche selbst dann, wenn etwa versehentlich diese Plattenseite auf eine Unterlage gelegt wurde, eine Berührung der Flächen verhinderten. Übrigens adhäriert das Radiumbromid an der Glasfläche ausserordentlich fest; eine völlige Beseitigung der radioaktiven Schicht war durch längeres Waschen und Abreiben in Wasser nicht erreichbar.

4. Für die Untersuchung der Radioaktivität der Platten konnte der Hauptsache nach nur eine elektrometrische Methode benutzt werden, da nur diese die Möglichkeit genauerer Messungen in nicht zu langer Zeit mit genügender Empfindlichkeit verbindet. Zwar erwies sich sowohl die Szintillationsfähigkeit der Platten am Zinksulfidschirm wie auch die photographische

1) Nature 67 v. 30. April 1903.
2) Nature 69 v. 7. Januar 1904.

Wirkung derselben bei langer Expositionsdauer als ein Mittel zum Erkennen sehr schwacher radioaktiver Wirkungen, für deren Nachweis die Empfindlichkeit der elektrometrischen Methode nicht mehr genügte; aber diese empfindlicheren Methoden gestatten keine vergleichbaren Messungen, sondern nur angenäherte Schätzungen von Strahlungsintensitäten. Weiter unten wird mitgeteilt werden, wie sie als Kontrollmethoden doch wichtige Dienste leisteten. Als Elektrometer wurde eines der bekannten Elster und Geitelschen Instrumente mit Lupenablesung benutzt. Es zeigte sich jedoch, dass die geringe Zerstreuungsgeschwindigkeit dieser Elektrometer ohne Hinzufügung eines Zerstreuungskörpers für jede Messung eine lange Beobachtungsdauer erforderlich machte, da andernfalls die zu messenden Differenzen der Divergenz der Blättchen bei schwächeren Strahlungen so klein wurden, dass die Messungen unsicher wurden; anderseits bewirkte der den Instrumenten für gewisse luftelektrische Beobachtungen beigegebene cylindrische Zerstreuungskörper bei stärker wirkenden Platten eine zu schnelle Abnahme der Divergenz. Es fand sich glücklicherweise, dass in einem der von Ebert[1]) angegebenen Ionen-Aspirationsapparate der mit dem Elster und Geitelschen Elektrometer verbundene Cylinderkondensator, falls der Aspirator des Apparates ausser Thätigkeit blieb, einen Zerstreuungskörper von passender Wirkung bildete; demgemäss wurde für alle Messungen das Elektrometer dieses Aspirationsapparates mit dem Cylinderkondensator benutzt, jedoch ohne den Aspirator in Thätigkeit zu setzen. Die zu untersuchenden Radiumplatten wurden in stets dem nämlichen Abstande, 10 cm vom Ende des inneren horizontal befestigten cylindrischen Stabes des Kondensators entfernt, so aufgestellt, dass die strahlende Schicht senkrecht stand und die verlängert gedachte Mittellinie des inneren Stabes die Mitte der aufgebrachten Schicht rechtwinkelig traf (Fig. 1). Der äussere Cylinder des Kondensators und

10 cm
Radium-Platte
Zur Erde

Fig. 1.

das Elektrometergehäuse waren zur Erde abgeleitet, während die Blättchen des Elektrometers durch eine Trockensäule auf etwa 150 bis 180 Volt geladen wurden. Beobachtet wurde die Abnahme dieser Ladung während einer bestimmten Zeit, einerseits in normaler, unbeeinflusster Luft, anderseits unter der Einwirkung der durch die Radiumstrahlung gesteigerten Ionisierung der den Kondensatorstab umgebenden Luft.

Die Beobachtungsdauer für die durch eine Radiumplatte resp. durch die normale Atmosphäre bewirkte Abnahme der Kondensatorladung, vermittels der Eichungstabelle des Elektrometers in Volt ausgedrückt, betrug anfänglich 15 Minuten; da jedoch das Messbereich des Elektrometers bei stärkeren Strahlungen dann nicht ganz ausreichte, so wurde die Beobachtungszeit auf je 10 Minuten reduziert, alle diese Messungen aber auf 15 Minuten umgerechnet, um vergleichbar zu bleiben.

5. Die Art der Messungen am Elektrometer war durch den Umstand bedingt, dass die zu ermittelnden radioaktiven Intensitäten resp. die durch sie hervorgerufenen Steigerungen der Zerstreuungsgeschwindigkeiten elektrischer Ladungen wegen der eigenen Leitfähigkeit der unbeeinflussten Atmosphäre nur als Differenzwerte gefunden werden können, d. h. um die durch eine der Platten bewirkte Zunahme der Zerstreuungsgeschwindigkeit zu finden, musste von dem beobachteten Werte der Betrag des normalen Zerstreuungswertes in Luft abgezogen werden. Zahlreiche Versuche hatten, was ja auch sonst bekannt ist, gezeigt, dass die gewöhnliche Zerstreuungsgeschwindigkeit eines geladenen Elektrometers in kurzer Zeit häufigen und ziemlich beträchtlichen Veränderungen unterliegt. Es war daher nicht zulässig, von den beobachteten Zerstreuungsgeschwindigkeiten der Radiumschichten einen konstanten Betrag für die gewöhnliche Zerstreuungsgeschwindigkeit der unbeeinflussten Zimmerluft in Abzug zu bringen, vielmehr musste dieser letztere Betrag für jede Versuchsreihe besonders bestimmt werden. Eine einzelne Messung dieses Wertes für jede Versuchsreihe genügte nicht; es erwies sich vielmehr als notwendig, jede Versuchsreihe aus einer Anzahl abwechselnd aufeinander folgenden Messungen des zur Zeit bestehenden eigenen Zerstreuungsvermögens der Luft einerseits und der durch die Radiumstrahlung gesteigerten Zerstreuungswerte anderseits zu bilden. In der Regel wurden je 4 Messungen der Zerstreuung in unbeeinflusster Luft, abwechselnd mit je 3 dazwischen liegenden Messungen der durch die Radiumplatten gesteigerten Zerstreuung ausgeführt; bei schwachen Strahlungen wurden diese 7 Messungen zu je 10 Minuten auf 9 oder 11 vermehrt. Das Mittel aus den letzteren Beobachtungen vermindert um das Mittel der ersteren war der gesuchte Wert der durch das Radium bewirkten Zerstreuungsgeschwindigkeit der Ladung. Die

1) Diese Zeitschrift 2, 662, 1901.

Beobachtungen wurden auf diese Weise sehr zeitraubend; das hatte leider zur Folge, dass es unmöglich war, alle zu prüfenden Platten (deren Gesamtzahl etwa 12 betrug) täglich zu messen; im Mittel konnten täglich nur 2 Platten geprüft werden. Daher sind die bisherigen Beobachtungen noch recht lückenhaft; sie genügen jedoch, den allgemeinen Charakter des radioaktiven Verhaltens der Platten, d. h. die allmähliche Abnahme und das schliessliche Verschwinden der Radioaktivität der dünnen Radiumschichten unzweifelhaft hervortreten zu lassen.

6. Ehe ich hierauf näher eingehe, will ich einige Bemerkungen über eine für die Genauigkeit der Methode sehr gefährliche Fehlerquelle, deren Vermeidung anfänglich Schwierigkeiten machte, vorabschicken. Diese Fehlerquelle lag zunächst in dem auch sonst häufig beobachteten Eintreten einer gegenseitigen Beeinflussung der radioaktiven Körper, hier also der Platten, die man bekanntlich der Wirkung der Emanationen zuschreibt. Diese Beeinflussung konnte dadurch beseitigt werden, dass jedes einzelne Radiumpräparat für sich allein in einem geschlossenen Behälter — für die stärkeren Präparate Bleikapseln, für die schwächeren Pappschachteln, die sich hierfür als ausreichend erwiesen — aufbewahrt wurde; sämtliche Behälter wurden ausserdem, um die allmähliche Infektion der Messapparate zu verhindern, in einem grossen, vollständig mit Blei ausgeschlagenen Kasten aufbewahrt.[1])

Die getrennte Aufbewahrung der einzelnen Radiumpräparate in geschlossenen Behältern hatte dann aber, wie sich bald zeigte, nach längerer Aufbewahrung eine merkwürdige Selbstinfektion der Platten zur Folge. Wird eine solche Platte, nachdem sie einige Zeit hindurch eingeschlossen war, sofort nach Entnahme aus ihrem Behälter auf ihre Ionisierungsfähigkeit hin geprüft, so zeigt sich diese ungewöhnlich gross, oft weit grösser als ihrer normalen Radioaktivität entspricht; die Intensität dieser anormalen Strahlung nimmt aber — ähnlich wie die Strahlung der durch Emanation aktivierten fremden Körper — rasch ab. Ich habe den Verlauf dieser Steigerung der Ionisierungsfähigkeit einer sehr dünnen eingeschlossenen Radiumschicht noch nicht eingehender untersuchen können; jedoch scheint einerseits die Steigerung um so grösser zu werden, je länger das Präparat in einem geschlossenen Behälter aufbewahrt worden war, so dass man von einer mit der Zeit zunehmenden Anreicherung der eingeschlossenen Radiumschicht an radioaktiver Fähigkeit sprechen kann — anderseits scheint auch die für das völlige Verschwinden der anormalen Aktivität erforderliche Zeit um so grösser zu sein, je länger die Selbstinfektion gedauert hat. Es scheint daher, als ob das Abklingen dieser von einem eingeschlossenen strahlenden Körper in sich selbst hervorgerufenen gesteigerten Aktivität nach einem ähnlichen Gesetze erfolgt, wie das Abklingen der auf fremden Körpern induzierten Aktivität. — Die für das Verschwinden der anormalen Ionisierungsfähigkeit erforderliche Zeit betrug unter den gewöhnlichen Verhältnissen der hier besprochenen Messungen, d. h. wenn die Aufbewahrung der Präparate nur 1 oder einige Tage gedauert hatte, in der Regel nur einige Stunden, so dass es als normales Verfahren für die Vermeidung dieser Fehlerquelle genügte, jede Platte vor ihrer Untersuchung einige Stunden lang oder von einem Tage bis zum andern offen in einem gut ventilierten Raume aufzustellen. Zu welchen enormen Beträgen aber die Selbstinfektion der Platten bei längerem Eingeschlossensein anwachsen kann, dafür will ich noch folgendes Beispiel anführen, — das extremste von mir beobachtete. Eine zur zweiten Gruppe der Präparate (12 qcm radiumbedeckte Fläche) gehörige Platte mit 0,00011 mg Radium war am 4. Juni 1904 angefertigt und bis zum 13. September, also während einer Zeit von 100 Tagen, beobachtet worden (vergl. Fig. 5). Während dieser Zeit war ihre Radioaktivität an 17 Tagen gemessen worden. Das Maximum derselben war am 23. Juni, also am 19. Tage, mit 10,8 Volt Entladungsgeschwindigkeit in 15 Minuten (nach Abzug der gleichzeitig bestehenden normalen Entladungsgeschwindigkeit der unbeeinflussten Atmosphäre, welche 13,1 Volt betrug) beobachtet worden. Von da ab bis zum 100. Tage nahm die Aktivität, wenn auch mit einigen Schwankungen, so doch im ganzen stetig, ab, und betrug am letzten Beobachtungstage, 13. September, noch 2,6 Volt in 15 Minuten. Nunmehr mussten die Messungen wegen einer längeren Reise abgebrochen werden. Die Platte wurde eingeschlossen und am 18. Oktober, also nach 35 Tagen, ihrem Behälter wieder entnommen und gemessen. Bei regelmässigem Weitergange der Strahlungsabnahme, ohne Selbstinfektion, konnte noch eine Entladungsgeschwindigkeit von 1—2 Volt in 15 Minuten erwartet werden; die Messung aber ergab:

18./10. 1—2 Uhr (bald nach Entnahme aus dem Behälter)	103,0	Volt in 15 Min.
19./10. 11—12 Uhr morgens	19,8	„ „ 15 „
19./10. 7—8 Uhr abends .	1,0	„ „ 15 „

1) Auch das Ausgangsmaterial, 20 mg Radiumbromid, wird seit Jahresfrist im Laboratorium in einem massiv gegossenen Bleibehälter von 14,5 kg Gewicht, dessen Wandstärke überall 6 cm beträgt, aufbewahrt; das hat genügt, um das Laboratorium vor der sonst häufig beobachteten Infektion durch das Radium zu bewahren.

Die anfängliche anormale Wirkung der Platte auf die Entladungsgeschwindigkeit des Elektrometers nach 35tägigem Eingeschlossensein war also fast 10mal so gross wie die während der ganzen Dauer ihrer Existenz erreichte normale Maximalwirkung von 10,8 Volt; nach 30 Stunden war von dieser ausserordentlichen Steigerung nichts mehr übrig geblieben.

7. Über die bisherigen Resultate meiner Beobachtungen kann ich nunmehr folgendes mitteilen:

1. Die selbständige Radioaktivität aller meiner Platten ist durch die benutzte Methode noch nachweisbar und noch messbar. Im allgemeinen zeigte sich in den ersten Tagen nach Herstellung der Platten zunächst ein Anwachsen ihrer Ionisierungswirkung bis zu einem Maximum; leider war es aber wegen der langen Zeit, die jede Bestimmung als Mittelwert aus 7 bis 11 Einzelbestimmungen von je 10 bis 15 Minuten Dauer in Anspruch nahm, nicht möglich, alle Platten vom Tage ihrer Herstellung an zu messen. Aus diesem Grunde konnte die Lage und Höhe des Maximums, wie sie aus den jedesmal erst nach mehreren Tagen wiederholten Messungen geschlossen wurde, nur angenähert ermittelt werden; es kann um mehrere Tage früher oder später und auch in grösserer Höhe erreicht worden sein. Ich gebe die Zahlen für das Maximum der Entladungswirkung in 15 Minuten so wie sie gefunden wurden:

bei 10^{-9}	mg	*Ra*	1,6	Volt
„ 10^{-8}	„	„	2,6	„
„ 10^{-7}	„	„	3,6	„
„ 10^{-6}	„	„	6,0	„
„ 10^{-5}	„	„	6,2	„
„ 10^{-4}	„	„	11,6	„
„ 10^{-3}	„	„	38,4	„

Es ist ersichtlich, dass die maximale Entladungswirkung durchaus nicht im Verhältnis der strahlenden Radiummenge zunimmt; während jede Platte 10mal so viel Radium enthält wie die vorhergehende, wächst die maximale Entladungsintensität nur auf das 2—3fache an.

2. Nach Erreichen des Maximalwertes der durch die Radiumplatten bewirkten Steigerung der Entladungsgeschwindigkeit des Elektrometers nahm diese Steigerung allmählich ab und erreichte bei allen Platten von 10^{-9} bis 10^{-4} mg Radium (ausgebreitet auf 1,2 qcm Fläche) nach einer mit der aufgebrachten Menge zunehmenden Zeitdauer ihr Ende, d. h. es wurde schliesslich ein Zeitpunkt erreicht, nach welchem kein durch die Platten bewirkter Unterschied in der Entladungsgeschwindigkeit des Elektrometers mehr wahrgenommen werden konnte. Dieser Zeitpunkt wurde erreicht:

bei 10^{-9}	mg	*Ra*	nach	15	Tagen
„ 10^{-8}	„	„	„	16	„
„ 10^{-7}	„	„	„	17	„
„ 10^{-6}	„	„	„	26	„
„ 10^{-5}	„	„	„	61	„
„ 10^{-4}	„	„	„	126	„

Die nächstfolgende Platte mit 10^{-3} mg *Ra* ist im Augenblicke des Niederschreibens dieser Zeilen, d. h. nach etwa 140 Tagen, noch kräftig aktiv. Es sei noch bemerkt, dass in allen Fällen nach dem Eintritt des inaktiven Zustandes der Radiumplatten die Fortdauer der Inaktivität wiederholt kontrolliert wurde; in keinem Falle wurde ein späteres Wiederauftreten des radioaktiven Zustandes, soweit dieser am Elektrometer gemesssen werden konnte, beobachtet. — Es ist bemerkenswert, dass das Anwachsen der Lebensdauer der Radiumpräparate mit zunehmender Radiummenge anfänglich, bei den schwächsten Präparaten, sehr langsam erfolgt (wobei jedoch ebenfalls eine gewisse Unsicherheit über die genaue Anzahl der Tage, nach welcher das Erlöschen der Aktivität eintrat, besteht) — bei den stärkeren Präparaten wächst die Lebensdauer sehr rasch und wird so gross, dass die erwähnte Unsicherheit hinsichtlich des genauen Zeitraumes des Verschwindens der Aktivität nicht mehr wesentlich ins Gewicht fällt.

Als Resultat dieser Elektrometer-Beobachtungen hat sich somit ergeben, dass bei Vermehrung der Radiummenge einerseits eine Erhöhung der Strahlungsintensität, anderseits eine Verlängerung der sogen. Lebensdauer, d. h. der zeitlichen Dauer dieser anfänglich zunehmenden, dann bis zum Verschwinden abnehmenden Strahlung stattfindet.

Die Figuren 2 und 3 lassen diese Verhältnisse erkennen. Fig. 2 giebt die Kurven der Entladungsgeschwindigkeiten der unbeeinflussten Luft zur Zeit der Messungen und darüber die Kurven der durch die Radiumpräparate gesteigerten Geschwindigkeiten in Volt während 15 Minuten, so dass der schraffierte Zwischenraum die Entladungswirkung der Platten darstellt; die Figur lässt das allmähliche Zusammenfallen beider Kurven und den Zeitpunkt dieses Zusammenfallens erkennen. Fig. 3 lässt die Form der Abnahmekurven besser erkennen; die unbeeinflussten Luftentladungen sind hier weggelassen worden, so dass als Ordinaten nur die aus Fig. 2 zu entnehmenden Differenzen beider Kurven, d. h. die Entladungswirkungen der Radiumplatten für sich allein aufgetragen sind.

8. Es muss zunächst überraschen, dass die von mir beobachtete, nur nach Tagen zählende Lebensdauer, d. h. die Dauer der

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

elektrometrisch gemessenen Radioaktivität sehr geringer Mengen von Radium so ausserordentlich kurz ist gegenüber den auf anderem Wege für sehr viel grössere Mengen berechneten sehr langen Lebensdauer von tausend oder einigen Tausend Jahren. Trotzdem scheint hier kein Widerspruch zu bestehen. In Fig. 4 sind als Abszissen die von mir benutzten, auf der gleichen Fläche von 1,2 qcm ausgebreiteten, jedesmal um das 10fache zunehmenden Mengen Radium (10^{-9} bis 10^{-4} mg), und darüber als Ordinaten die beobachteten zugehörigen Lebensdauern aufgetragen. Die daraus resultierende Kurve stellt also die elektrometrisch gemessene Lebensdauer als Funktion der auf gleicher Fläche ausgebreiteten Menge des Radiums dar; man erkennt, dass die Kurve mit zunehmender Menge immer steiler ansteigt. Von 10^{-6} mg an steigt die für diese Radiummenge beobachtete Lebensdauer von 26 Tagen für jede Stufe auf mehr als das Doppelte der vorhergehenden. Ist es nun — selbstverständlich nur als erster Annäherungsversuch — gestattet, die Kurve ihrem bisherigen Charakter entsprechend weiter zu extrapolieren, so wird sie — falls die Empfindlichkeit des Messinstruments dieselbe ist, wie in meinen Versuchen — eine Ordinate, welche etwa der 10. folgenden Stufe, entsprechend 10^3 mg Radium, zugehören würde, erst in einer Höhe schneiden, welche eine grosse Anzahl von Jahren darstellt. Nimmt man etwa als mittlere jedesmalige Zunahme den 3fachen Wert der vorhergehenden Ordinatenhöhe, so würde sich für 1 g Radium eine Lebensdauer von $26 \cdot 3^{10}$ = etwa 1 500000 Tagen oder etwa 4000 Jahren ergeben, was also schon

mehr sein würde, als für gewöhnliche grössere Radiummengen angenommen wird.

Derartige überschlägliche Rechnungen können natürlich nur als rohe Annäherungen angesehen werden, die aber doch erkennen lassen, dass meine Beobachtungen nicht in wesentlichem Widerspruche zu den auf anderem Wege erhaltenen Schätzungen der Curies, Ramsay u. s. w. stehen. Wesentlich scheint mir aber der Nachweis zu sein, dass die sogen. Lebensdauer nicht für jede beliebige Menge Radium die nämliche ist, sondern dass sie als eine Funktion der vorhandenen Menge resp. der Dicke der Schicht, in der sie verteilt ist, angesehen werden muss.

9. Von Interesse ist weiter die Frage, ob eine gegebene Menge Radium eine gleiche oder eine verschiedene Stärke und Dauer der Aktivität besitzt, je nachdem sie auf einer kleineren Fläche in stärkerer Schicht oder auf einer grösseren Fläche in schwächerer Schicht verteilt ist. Zur Prüfung dieser Frage wurde die oben erwähnte zweite Reihe von Versuchsplatten mit 10^{-1} bis 10^{-2} mg *Ra* auf 12 qcm Fläche hergestellt. Die Versuche mit diesen Platten dauern noch fort; erst die schwächste Platte mit 10^{-4} mg Radium ist gegenwärtig dem Erlöschen nahe; Fig. 5 zeigt die Aktivitätskurven während der ersten 100 Tage der Beobachtung. Ein Vergleich mit Fig. 2 und 3 lässt erkennen, dass diese Kurve der obersten Kurve dieser Figuren, welche dieselbe Radiummenge auf 10mal kleinerer Fläche betrifft, ähnlich ist; die Ordinaten sind nur wenig höher. Es scheint demnach, als ob die Ausbreitung der 10^{-4} mg Radium auf 1,2 oder 12 qcm keinen grossen Unterschied in radioaktiver Beziehung bewirkt habe. Jedoch kann Genaueres hierüber erst nach Abschluss dieses Teiles der Untersuchung gesagt werden.

10. Zum Schlusse seien noch einige Beobachtungen mitgeteilt, welche einen Vergleich der entladenden Wirkung der durch die Radiumplatten ionisierten Luft mit der Fähigkeit der Platten, Szintillation und photographische Wirkung auszuüben, bezweckten. Die Szintillationswirkung war von Anfang an bei allen Platten, selbst den schwächsten, deutlich zu beobachten und liess bei gelegentlicher Wiederholung eine allmähliche Abnahme der Leuchtstärke des Zinkblendenschirms erkennen. Nachdem die einzelnen Platten am Elektrometer keine Radioaktivität mehr erkennen liessen, war doch zunächst immer noch bei völlig ausgeruhtem Auge und in völlig dunklem Zimmer eine äusserst schwache Szintillation der Zinkblende durch das Glas der Platten hindurch zu erkennen, die allerdings einen anderen Charakter angenommen hatte. Während bei den noch genügend aktiven Platten die Zinkblende in 2 mm Abstand unter der Radiumschicht schwach aber deutlich leuchtete und am Rande des Lichtscheines bei Beobachtung mit der Lupe zahlreiche Lichtpunkte in raschem Wechsel aufblitzten, waren bei den „toten" Platten nur noch hier und da einzelne dieser Blitze zu erkennen; die Fläche selbst war vollkommen dunkel und die vereinzelt auftretenden Lichtblitze wurden immer seltener. Es war somit die Zinkblende imstande, noch eine äusserst geringe Reststrahlung der Platten, für deren Nachweis das Elektrometer nicht mehr empfindlich genug war, erkennen zu lassen.

11. Ähnlich verhielt es sich mit der photographischen Wirkung, die bei erschöpften Platten allerdings eine ausserordentlich lange Expositionsdauer erforderte. Eine Platte, welche in 15 Minuten noch etwa 1 Volt Zerstreuungsintensität besass, gab bei 3tägiger Expositionsdauer in 3 mm Abstand von der photographischen Platte noch ein gutes Bild einer zwischengelegten Lochplatte; nachdem das Elektrometer keine Aktivität mehr erkennen liess, war nach derselben Expositionsdauer das Bild der Lochplatte zwar noch entstanden, aber nur noch äusserst schwach. Eine sehr geringe Reststrahlung war also auch photographisch noch nachweisbar.

Fig. 5.

Von Interesse war ferner der Nachweis, dass diese Reststrahlung, wie es scheint, nur noch aus leicht absorbierbaren α-Strahlen besteht. Eine zwischengelegte dünne Aluminiumschicht verhinderte selbst nach 4tägiger Exposition die Entstehung eines Bildes vollkommen. Die nahe der Grenze der Aktivität angelangten Radiumplatten scheinen demnach nur noch α-Strahlen auszusenden — ähnlich wie Polonium und Radiotellur.

12. Ich habe die Absicht, die vorstehend besprochene Untersuchung weiterzuführen resp. sie, wenn möglich, mit verbesserten Hilfsmitteln an einer kleineren Zahl von Radiumpräparaten zu wiederholen; ich hoffe dann mancherlei Unsicherheiten, die bei der bisherigen Arbeit nicht zu vermeiden waren, beseitigen und einige während der Untersuchung aufgetauchte Fragen prüfen zu können.

Diskussion.

Stark-Göttingen: Es handelt sich hier um die Kardinalfrage der Radioaktivität, um die Frage, ob der Prozess abhängig ist von der Konzentration des Radiums, also von physikalisch-chemischen Bedingungen desselben oder nicht. Bis jetzt haben Becquerel, Rutherford und andere gefunden, dass er nicht davon abhängig ist. Es giebt ein Gesetz für die radioaktiven Prozesse, das dafür spricht, dass die Vorgänge nicht von der Konzentration abhängig sind. Es ist das Exponentialgesetz ($A = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$) für das Abklingen der einfachen Aktivität beispielsweise von Emanation oder Induktion. Dieses ist das Gesetz der monomolekularen Reaktion. Aus ihm kann man rückwärts schliessen, dass die Konzentration keinen Einfluss auf den Verlauf der radioaktiven Prozesse haben kann.

Nun stehen diese schönen Versuche hier, gegen deren experimentelle Seite ich nichts sagen möchte. Aber ich möchte bei der sehr wichtigen Frage bitten, langsam vorzugehen. Ich stehe auf dem Standpunkt von Rutherford, dass die Konzentration keinen Einfluss auf die Vorgänge haben kann. Und ich möchte von diesem Standpunkt aus versuchen, eine andere Erklärung der Versuche des Herrn Vortragenden zu geben.

Hat man ein älteres Radium-Präparat, so hat man in der Regel ein Gemisch von Radium, Emanation und den verschiedenen Induktionen. Bei der Umwandlung von Radium in Emanation und von Emanation in Induktion bekommt man nur α-Strahlen, die β- und γ-Strahlen treten erst bei der Umwandlung der Induktionen auf. Nun war die Versuchsanordnung so getroffen, dass hauptsächlich nur β-Strahlen zur Wirkung kommen konnten; denn die α-Strahlen konnten in den cylindrischen Ionisierungsraum infolge ihrer grossen Absorption nicht gelangen, sondern wurden zum grössten Teil bereits ausserhalb in der Luft vor dem Zerstreuungsraum absorbiert. Nun scheint mir die Sache so zu liegen: Es wurde zunächst aus der Lösung auf die Platte Radium mit seinen sämtlichen Umwandlungsprodukten niedergeschlagen und zur Wirkung kam die schon vorhandene Induktion, die mit niedergeschlagen wurde. Diese wirkte zunächst und gab β-Strahlen, und solange die Induktion vorhanden war, schien das Radium zu leben. Diese Induktion verschwand allmählich, und darum schien das Radium zu sterben; aber in Wirklichkeit starb nur die Induktion. Bleiben aber mussten noch die α-Strahlen, welche bei der Umwandlung von Radium in Emanation auftreten. Und in der That vermochten ja die niedergeschlagenen Schichten auch nach dem scheinbaren Tode des Radiums noch ein Szintillieren der Sidotblende und eine photographische Wirkung hervorzubringen, wie es von α-Strahlen zu erwarten ist. Gegen diese Erklärung könnte man einwenden, dass auch auf den Platten beständig Emanation und Induktion entwickelt wurde, und dass daher auch beständig β-Strahlen hätten da sein müssen. Aber es konnte unter gewählten Versuchsbedingungen aus den Platten immer Emanation entweichen, und es wird um so weniger Emanation zurückbleiben, um so weniger Radium auf der Platte vorhanden ist. Infolgedessen kann sich bei geringer Schichtdicke kein Gleichgewichtszustand für β-Strahlen auf der Platte herstellen. Bei dicken Schichten mag Emanation zurückbleiben, es entwickelt sich dann auf der Platte Induktion und β-Strahlen können wieder auftreten. Desto länger lebt dann scheinbar das Radium. Die Kurven nehmen ja auch bei grösserer Dicke zuletzt, wie mir scheint, einen horizontalen Verlauf an; es stellte sich also ein Gleichgewichtszustand zwischen Radium, Emanation und Induktion her, und dank der letzteren kamen wieder β-Strahlen zur Emission. Es starb also, um es noch einmal kurz zu sagen, in den Versuchen die Induktion, nicht das Radium.

Das, glaube ich, ist eine mögliche Erklärung der beobachteten Thatsachen. Vielleicht ist aber auch die Erklärung des Vortragenden oder eine andere richtig.

Voller: Die Auffassung des Herrn Vorredners, dass die Strahlung der Präparate eine absorbierende Platte hätte durchdringen müssen so dass nur β-Strahlen hätten beobachtet werden können, beruht auf einem Irrtum. Die Strahlung traf frei auf den inneren Cylinder des Ebertschen Kondensators; nur Luft war zu durchdringen. Die Existenz der α-Strahlen in der Nähe des Verschwindens der Entladungsfähigkeit der Platten, die sich durch Szintillation und Wirkung auf die photographische Platte zeigt, war wie diese Wirkung sehr gering, während sie

in den früheren Zuständen sehr kräftig war. Die zuerst gestorbene oder unwirksam gewordene Platte zeigte überhaupt keine Radioaktivität mehr, weder durch Szintillieren, noch durch Wirkung auf die photographische Platte. Die Induktion dürfte bei den stärkeren Präparaten, die jetzt noch leben, keine Rolle gespielt haben, denn bei ihnen ist von einer Abnahme der Wirkung überhaupt noch keine Rede.

Nernst-Göttingen: Ich glaube, man wird allgemein, wenn man mit so geringen Substanzmengen operiert, immer nach einiger Zeit finden, dass die Wirkung verschwindet. Hat man z. B. eine Goldschicht auf eine Silberschicht aufgetragen, so wirkt sie lange Zeit hindurch, aber nach einiger Zeit verschwindet die Farbe des Goldes. Man nimmt in diesem Falle an, dass das Gold in das Silber hinein wandert. Trägt man z. B. eine Chlor-Natriumlösung auf eine Glasplatte sehr dünn auf, so bin ich überzeugt, anfangs wird man die Spektralwirkung finden, aber nachher wird sie verschwinden. Jede Reaktion einer dünnen Schicht verschwindet in messbarer Zeit. In dem zuerst erwähnten Falle wird man Bedenken tragen, zu sagen, das Gold ist gestorben. Es kann ja hier so sein, aber ich würde Bedenken tragen, es so auszudrücken, es kann auch etwas ganz anderes sein.

Voller: Für meine Auffassung spricht die Regelmässigkeit der Abnahme der Wirkung, dann aber auch der wichtige Umstand, dass bei einer etwaigen Absorption des Radiums durch das Glas keine α-, sondern nur β- und γ-Strahlen hätten austreten können, während das Gegenteil beobachtet wurde. Ich bin den Herren jedoch dankbar für die Winke, die natürlich sehr beachtenswert sind.

Schaefer-Breslau: Auf der ersten Tafel fing das Präparat sehr schwach an und wurde dann sehr kräftig. Also zuerst musste man sagen, es war schon fast tot und dann wurde es wieder lebendig. Anfangs schien es, dass es nur etwa noch 14 Tage zu leben hatte und nach 6 Wochen war es wieder ebenso wie früher geworden. Man muss also bei dieser Schätzung sehr vorsichtig sein.

Voller: Das ist ein Missverständnis; derartiges ist nicht beobachtet worden. Ich möchte darauf aufmerksam machen, dass bekannt ist, dass bei Radiumpräparaten immer erst eine gewisse Zeit vergehen muss, ehe das Maximum der Wirkung erreicht wird.

Schaefer: Der angebliche Unterschied zwischen Polonium und Radiotellur lässt sich durch solche Versuche vielleicht erklären. Marckwald behauptet Konstanz der Wirkung der Radiotellur, während das Polonium nach Angabe der Curies abnehmen; nun haben wir im Institut einen Stab aus Radiotellur von Marckwald, dessen Wirksamkeit kolossal heruntergegangen ist. Dass Marckwalds eigene Radiotellurpräparate sehr konstant sind, d. h. eine lange Lebensdauer besitzen, erklärt sich vielleicht daraus, dass auf ihnen das Radiotellur eine grosse Konzentration besitzt. Auf den in den Handel gebrachten, käuflichen Stäben wird das Radiotellur nur in feiner Verteilung vorhanden sein, und daher wird ihre Wirksamkeit heruntergehen. Auf Marckwalds eigenen Stäben, die sehr wertvoll sind, ist das wohl nicht der Fall. Darauf wird der Unterschied wohl beruhen. Mir scheint der Unterschied zwischen Polonium und Radiotellur, den Marckwald behauptet, nicht vorhanden zu sein, jedenfalls scheint mir die Konstanz oder Inkonstanz der Wirkung kein Grund für eine Unterscheidung zwischen Radiotellur und Polonium.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die N-Strahlen.

Von R. W. Wood.

Die vergeblichen Anstrengungen einer grossen Anzahl von Experimentalphysikern, irgendwelchen Beweis für die Existenz der *N*-Strahlen zu erhalten, und die fortgesetzte Veröffentlichung von Arbeiten, die neue und immer merkwürdigere Eigenschaften dieser Strahlen verkündeten, bestimmten mich, eines der Laboratorien zu besuchen, in welchen die anscheinend besonderen Bedingungen vorhanden zu sein scheinen, welche für die Manifestation dieser höchst illusorischen Strahlungsart notwendig sind.

Ich muss gestehen, dass ich in einigermassen skeptischer Gemütsverfassung hinging, aber mit der Hoffnung, von der Realität der Phänomene überzeugt zu werden, deren Veröffentlichungen man mit so grossem Skeptizismus gelesen hat.

Nachdem ich drei Stunden oder mehr als Zeuge verschiedener Experimente zugebracht habe, bin ich nicht nur nicht in der Lage, über eine einzige Beobachtung zu berichten, welche die Existenz der Strahlen anzuzeigen schiene, sondern ich ging vielmehr fort mit der festen Überzeugung, dass die wenigen Experimentatoren, welche positive Resultate erhalten haben, in irgendeiner Weise getäuscht worden sind.

Ein etwas ausführlicher Bericht über die Versuche, welche man mir gezeigt hat, zu-

sammen mit meinen eigenen Beobachtungen, dürfte von Interesse sein für die vielen Physiker, welche Tage und Wochen mit vergeblichen Anstrengungen zugebracht haben, die merkwürdigen Versuche zu wiederholen, welche während des jüngst verflossenen Jahres in den wissenschaftlichen Zeitschriften beschrieben worden sind.

Das erste Experiment, dessen Zeuge zu sein ich den Vorzug hatte, war das behauptete Aufleuchten eines kleinen elektrischen Funkens, wenn die *N*-Strahlen mittels einer Aluminiumlinse auf denselben konzentriert werden. Der Funken war hinter einem kleinen Milchglasschirm angebracht, um das Licht diffus zu machen, dessen Leuchtkraft sich ändern sollte, wenn man die Hand zwischen den Funken und die *N*-Strahlen-Quelle einschaltete. Es wurde behauptet, dass dies äusserst deutlich wahrzunehmen sei, doch war ich ausserstande, die geringste Veränderung zu entdecken.

Dies wurde als auf einem Mangel an Empfindlichkeit meiner Augen beruhend erklärt, und um die Sache zu prüfen, schlug ich vor, dass man versuchen möchte, durch Beobachtung des beleuchteten Schirmes die Zeitpunkte genau anzugeben, wann ich meine Hand in den Gang der Strahlen einschaltete.

In keinem Falle wurde eine korrekte Antwort gegeben; der Schirm wurde abwechselnd als dunkel und hell bezeichnet, wenn ich meine Hand unbeweglich in dem Strahlengang hielt, während die Schwankungen, welche beobachtet wurden, wenn ich meine Hand bewegte, in keinerlei Zusammenhang mit ihren Bewegungen standen.

Man zeigte mir eine Anzahl von Photographien, welche das Aufleuchten des Bildes zeigten, und eine Platte wurde in meiner Gegenwart exponiert, aber die Bedingungen waren derartig, dass sie viele Fehlerquellen zuliessen. In erster Linie schwankt die Lichtstärke des Funkens fortwährend um einen Betrag, den ich auf 25 Proz. schätzte, ein Umstand, der allein schon ein genaues Arbeiten unmöglich machen würde. Zweitens werden die beiden Bilder („mit und ohne *N*-Strahlen") zusammengesetzt aus einer Anzahl kurzer Expositionen in der Weise, dass der Plattenhalter alle 5 Sekunden zurück und vorgeschoben wurde. Es erscheint mir durchaus möglich, dass der Unterschied in der Helligkeit der beiden Bilder herrühren kann von einer wiederholten Begünstigung der Exposition eines der Bilder; dieselbe kann ganz unbewusst sein, aber sie kann auch geleitet werden von der vorhergehenden Kenntnis der Versuchsanordnung. Es wird behauptet, dass alle derartigen Zufälligkeiten unmöglich gemacht seien durch Veränderung der Bedingungen, d. h. durch Veränderung der Stellungen des Schirmes, aber es muss daran erinnert werden, dass der Experimentator um die Veränderung weiss, und unbewusst beeinflusst werden kann, den Plattenhalter einen Bruchteil einer Sekunde länger auf einer Seite zu halten als auf der anderen. Ich bin ganz sicher, dass wenn eine gemeinsame Versuchsreihe in diesem Laboratorium ausgeführt werden würde von dem Urheber der photographischen Versuche und den Professoren Rubens und Lummer, die bekanntlich vergebens versucht haben, sie zu wiederholen, dass dann die Fehlerquelle gefunden werden würde.

Das nächste Experiment, welches man mir zeigte, war die Ablenkung der Strahlen durch ein Aluminiumprisma. Die Aluminiumlinse wurde entfernt und ein Schirm aus nassem Karton mit einem 2 oder 3 mm breiten vertikalen Spalt an ihre Stelle gesetzt. Vor dem Spalt stand das Prisma, von welchem behauptet wird, dass es das Strahlenbündel nicht nur zur Seite ablenkt, sondern es auch zu einem Spektrum ausbreitet. Die Lagen der abgelenkten Strahlen wurden lokalisiert durch einen schmalen senkrechten Strich von phosphoreszierender Farbe, vielleicht 0,5 mm breit, auf einem Stück trocknen Kartons, welches mittels einer Teilmaschine entlang bewegt wurde.

Es wurde behauptet, dass eine Schraubendrehung, welche einer Fortbewegung von weniger als 0,1 mm entspräche, hinreichend sei, um eine Veränderung in der Leuchtstärke des phosphoreszierenden Striches zu verursachen, wenn derselbe durch das *N*-Strahlen-Spektrum hin bewegt wird, und das bei einem 2 oder 3 mm breiten Spalt! Ich gab meiner Überraschung darüber Ausdruck, dass ein 3 mm breites Strahlenbündel in ein Spektrum zerlegt werden könnte, mit Maximis und Minimis von weniger als 0,1 mm Abstand, und man sagte mir, dass dies eine der unerklärlichen und erstaunlichen Eigenschaften der *N*-Strahlen sei.

Ich war nicht imstande, irgendwelche Änderung in der Leuchtstärke des phosphoreszierenden Striches zu sehen, wenn ich ihn entlang bewegte, und ich fand späterhin, dass das Fortnehmen des Prismas (wir waren in einem dunklen Zimmer) die Einstellung der Maxima und Minima im abgelenkten (!) Bilde nicht im geringsten zu beeinflussen schien.

Ich schlug dann vor, man möchte versuchen, mittels des phosphoreszierenden Schirmes zu bestimmen, ob ich das Prisma mit seiner brechenden Kante nach rechts oder nach links stellte, aber weder mein Kollege noch sein Assistent bestimmte die Stellung in einem einzigen Falle richtig. (Es wurden drei Versuche gemacht.)

Die Misserfolge wurden einer Ermüdung zugeschrieben.

Man zeigte mir darauf ein Experiment anderer Art.

Ein kleiner Schirm, auf den eine Anzahl Kreise mit Leuchtfarbe aufgezeichnet waren, wurde auf den Tisch im Dunkelzimmer gestellt. Die Annäherung einer grossen Stahlfeile sollte das Aussehen der Zeichnung verändern, indem sie dieselbe heller und deutlicher erscheinen liesse.

Ich selbst konnte keine Veränderung sehen, obwohl das Phänomen als über jede Frage erhaben geschildert wurde, da die Veränderung sehr ausgeprägt sei. Ich hielt nun die Feile hinter meinem Rücken und bewegte meinen Arm in der Richtung gegen den Schirm hin und von ihm fort, und mein Kollege beschrieb die gleichen Veränderungen.

Ein Zifferblatt in einem ganz schwach beleuchteten Zimmer sollte viel deutlicher und heller werden, wenn man die Feile vor die Augen hielt, infolge einer besonderen Wirkung der von der Feile ausgesandten Strahlen auf die Netzhaut. (Dieser Versuch stammt, wie ich glaube, aus einem anderen Laboratorium.) Ich vermochte nicht die geringste Veränderung zu sehen, obgleich mein Kollege sagte, dass er die Uhrzeiger deutlich sehen könne, wenn er die Feile in der Nähe der Augen hielte, während sie vollständig unsichtbar wären, wenn man die Feile entfernte. Das Zimmer war matt erleuchtet durch eine herunter geschraubte Gasflamme, wodurch Kontrollversuche ohne die Feile unmöglich waren. Dieselben Veränderungen im Aussehen des Zifferblattes wurden angegeben, als ich die Feile vor die Augen des Beobachters hielt, und ich fand, dass die Substituierung eines hölzernen Stockes, der in dem matt erleuchteten Zimmer nicht von der Feile unterschieden werden konnte, den Versuch in keiner Weise beeinträchtigte, denn es wurden die gleichen Veränderungen gesehen wie zuvor. Die Substituierung des hölzernen Stockes an Stelle der Feile geschah natürlich ohne Wissen des Beobachters.

Ich muss bekennen, dass ich das Laboratorium mit einem deutlichen Gefühl der Niedergeschlagenheit verliess, nicht nur, weil es mir nicht gelungen war, ein einziges Experiment von überzeugender Natur zu sehen, sondern auch infolge der fast sicheren Überzeugung, dass alle Veränderungen in der Leuchtstärke oder der Deutlichkeit von Funken und Phosphoreszenzschirmen (welche den einzigen Nachweis für die *N*-Strahlen liefern) rein imaginär sind.

Es erscheint befremdlich, dass nach der Arbeit eines Jahres über den Gegenstand nicht ein einziges Experiment ersonnen worden ist, das einen kritischen Beobachter irgendwie davon zu überzeugen vermöchte, dass die *N*-Strahlen überhaupt existieren.

Was die Funkenphotographien angeht, welche als objektiver Beweis für die Wirkungen der Strahlen betrachtet werden, so habe ich nur zu sagen, dass ich ihnen sehr zweifelnd gegenüber stehe.

Es könnten leicht Experimente erdacht werden, welche den Gegenstand ausser allem Zweifel setzen würden, beispielsweise das folgende:

Es mögen zwei Schirme hergerichtet werden; der eine bestehe aus zwei dünnen Aluminiumblättchen, zwischen welche einige Blätter nassen Papiers gelegt seien, und welche längs der Kanten hermetisch durch Wachs miteinander verbunden seien; der andere Schirm sei genau ähnlich, möge aber trockenes Papier enthalten. Es mögen mit den beiden Schirmen ein Dutzend oder mehr Photographien aufgenommen werden, und zwar so, dass diejenige Person, welche die Platten exponiert, nicht wissen möge, welcher Schirm in jedem einzelnen Falle angewandt wird.

Da einer der Schirme für die *N*-Strahlen undurchlässig, der andere durchlässig ist, so würden die erhaltenen Photographien Aufschluss geben. Es würden zwei Beobachter erforderlich sein, von denen einer die Schirme auswechseln und über den in jedem Falle angewandten Schirm Protokoll führen müsste, während der andere die Platten zu exponieren hätte. Gelegentlich müsste derselbe Schirm für zwei aufeinander folgende Aufnahmen benutzt werden, und es müsste für die Person, welche die Platten exponiert, die Möglichkeit ausgeschlossen sein, irgendwie zu wissen, ob ein Wechsel vorgenommen wäre oder nicht.

Ich bin sicher, dass, wenn man einen Tag oder zwei auf irgendein derartiges Experiment verwenden würde, man sehen würde, dass die Änderung in der Dichte der photographischen Bilder keinerlei Zusammenhang mit der Natur des benutzten Schirmes haben würde.

Warum können nicht die Experimentatoren, welche Ergebnisse mit *N*-Strahlen erhalten, und diejenigen, welche keine erhalten, eine Reihe von Versuchen gemeinsam ausführen, wie dies erst im letzten Jahre Crémieu und Pender gethan haben, als Zweifel an der Realität des Rowland-Effekts ausgesprochen wurden?

Brüssel, 24. Sept. 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. September 1904.)

Über die Abhängigkeit der Stromstärke, Leistung sowie des Wirkungsgrades der Influenzmaschinen von dem Entladepotential.

Von Heinrich Wommelsdorf.

§ 1. Beschreibung der Versuchsmaschine.

(Vorläufige Mitteilung.)

Bevor ich auf das eigentliche Thema dieser Abhandlung übergehe, sei mir gestattet, der Verständlichkeit halber, die benutzte Versuchsmaschine, eine „Kondensatormaschine mit Doppeldrehung", wie ich sie benannt habe, kurz zu beschreiben. Da dieselbe gegenüber meiner ersten Veröffentlichung vom Jahre 1902[1]) in einer neuen Ausführungsform erscheint, so mag die in Fig. 1 schematisch und in Fig. 2 und 3

Fig. 1.

nach photographischen Aufnahmen wiedergegebene Kondensatormaschine mit Doppeldrehung und die daran geknüpfte kurze Beschreibung gleichzeitig als vorläufige Mitteilung dienen. Eine eingehende Besprechung der Konstruktionsanordnungen, im besonderen für grössere Maschinen von noch grösserer Scheibenzahl und solcher, wie sie in der Praxis, bespielsweise in den Händen von Ärzten zur Ausübung der Röntgentechnik und Elektrotherapie Verwendung finden sollen, werden erst später in einer besonderen Abhandlung erscheinen.

Die neue, auf einer besseren Scheibenlagerung beruhende Ausführungsform (D. R. P. a. angem. am 7. März 1904) der Kondensatormaschinen, D. R.-P., 1902 besteht darin, dass sämtliche in ein und derselben Richtung umlaufenden ringförmig ausgebildeten Scheiben *a* bezw. *b* durch parallel zur Achsenrichtung angebrachte Träger *c* bezw. *e* mit zwei oder — wie in den vorliegenden Figuren — mit einer starken isolierenden Scheibe bezw. radförmigen Körper *d* bezw. *f* starr verbunden sind, die auf einer festen Achse drehbar gelagert, eine gemeinsame Rotation aller Scheiben herbeiführt.

Die sogenannten Arbeitsscheiben *a* bezw. *b* selbst bestehen entweder aus je einer Einzelscheibe, in der die Sektoren allseitig eingebettet (einvulkanisiert) sind, oder sie bestehen, wie in der ersten Veröffentlichung beschrieben und bei der benutzten Versuchsmaschine (Fig. 1 und 2) praktisch ausgeführt wurde, aus je zwei Einzelscheiben. Zwischen den inneren einander zugekehrten Oberflächen derselben und auf den Aussenseiten der äusseren Scheiben ist eine gewisse Anzahl, in unserem Falle von 30 Stanniolsektoren angebracht. Sämtliche in einer der Achsenrichtung parallelen Linie liegenden Sektoren stehen miteinander vermittels eines schmalen radialen Stanniolstreifens teils mit den als Bolzen ausgebildeten Trägern *c*, teils mit dünneren Kollektorstangen *k* in leitender Verbindung, die wie die Bolzen *c* parallel zur Achsenrichtung in der Ebonitscheibe *d* und *e* befestigt sind.

Die Kollektorstangen *k* sowie die Bolzen *c* und *e* endigen entweder in Metallkugeln bezw. abgerundeten Muttern *l* oder sind mit besonderen Kugeln *m* leitend verbunden. Die hierdurch gebildeten Kugelreihen dienen zur Elektrizitätsabnahme und Polarisation der Scheiben und können daher ohne weiteres als „Hochspannungskollektoren" betrachtet und bezeichnet werden.

Um die Scheiben vor Staub und sonstigen äusseren Einflüssen zu schützen, ist um die äusseren Scheiben *a*, die beiläufig durch zwischengeschobene auf den Bolzen *c* bezw. *e* sitzende Ringe *h* bezw. *i* in dem richtigen Abstande voneinander gehalten werden, ein dünner biegsamer Ebonitkarton mit durch Seidenfilter verschlossenen Ventilationsöffnungen gelegt und an den Ringen *h* der Träger *c* befestigt (vergl. Fig. 3); desgleichen sind die Öffnungen an der rechten radförmig ausgebildeten Trägerscheibe *f* mit durchscheinend dünner, die Luft leicht durchlassender Seide abgeschlossen (Fig. 2).

Bei vollkommeneren Maschinen, im besonderen von grösserer Scheibenzahl und solchen von sehr hohen Tourenzahlen ($n = 2000$) wird die in Fig. 1 und 2 wiedergegebene Anordnung nicht unwesentlich verändert. Alsdann werden (D. R. P. a. vom 7. März 1904) sowohl die Scheiben *b* wie auch die äusseren Scheiben *a* nicht wie in Fig. 1 nur einseitig, sondern auf beiden Seiten, also im ganzen von je zwei Trägerscheiben *f* bezw. *d* gehalten. Die auf den ersten Blick sich ergebenden Schwierigkeiten der Lagerung, im besonderen aber der Elektrizitäts-

1) H. Wommelsdorf, Ann. d. Phys. **9**, 651, 1902.

abnahme von dem inneren Kollektor *m* wurden in sehr einfacher und befriedigender Weise gelöst; auf diese bei der Versuchsmaschine nicht ausgeführte, für die Praxis jedoch am wichtigsten erscheinende Anordnung werde ich — wie gesagt — an besonderer Stelle später zurückkommen. — — —

Hinsichtlich der Grössenverhältnisse der zu den Messungen benutzten Maschine, Fig. 2 und 3, füge ich noch hinzu, dass dieselbe ausser den an den beiden Aussenseiten befindlichen zwei einfach wirkenden Scheiben im ganzen 8 Doppelscheiben besitzt, deren Durchmesser zur einen Hälfte 44, zur anderen 47 cm betragen.

Fig. 2.

Die für die Messungen benutzte Schaltung der Polarisatoren p und q und der Konduktoren ist aus der Fig. 2 und 3 ersichtlich und ist darnach dieselbe, wie sie auch an einfachen Influenzmaschinen gebräuchlich ist und mit Rücksicht auf diese zuerst von W. Holtz[1]) und W. Musaeus[2]) (vielfach irrtümlich nach M. Wimshurst benannt) mitgeteilt wurde.

Die eingehende Mitteilung und Begründung einer neuen Polarisatoren- und Konduktorenschaltung, anwendbar auf alle Arten von Influenzmaschinen, auch auf die mit fester Erregung, werde ich in aller Kürze folgen lassen. Dieses neue, allgemein geltende Polarisationssystem besteht der Hauptsache nach darin, dass in die Polarisatorkreise Widerstände bezw. Luft- oder Funkenstrecken von $R = 0$ bis ∞ geschaltet werden. Auf die Influenzmaschinen mit Doppeldrehung angewandt, ist der Fall für $R = 0$ nichts anderes als die soeben genannte Schaltung nach Holtz-Musaeus, also bereits bekannt; dagegen ist der Fall, wo $R = \infty$ wird (Fehlen des vorderen Polarisators der Fig. 2) oder einen ganz bestimmten experimentell ermittelten Wert besitzt (kann in einfachster Form durch Abrücken des vorderen Polarisators von dem Kugelkollektor bezw. bei Influenzmaschinen von den Scheiben erhalten werden), bisher noch unbekannt. Beide Schaltungen übertreffen jedoch die bekannte den vorliegenden Messungen zu Grunde liegende Schaltung bedeutend; durch die Anwendung derselben wird beispielsweise der Wirkungsgrad der beschriebenen Versuchsmaschine um mehr wie $^1/_4$ und die maximale Schlagweite (als Mass der grössten erreichbaren Spannung) noch um ca. 30 mm von 225 auf 255 mm erhöht.

1) W. Holtz, Pogg. Ann. **130**, 128 u. 168, 1867; siehe ausserdem darüber: Poggendorff, Pogg. Ann. **150**, 1, 1873; auch Riess, Pogg. Ann. **131**, 15, Abh. 4, S. 233.

2) W. Musaeus, Pogg. Ann. **143**, 285, 1871.

§ 2. Messungen.

Bekanntlich gab die Kurve, welche die zuerst von John Hopkinson 1879 nachgewiesene Abhängigkeit der in einer Hauptstrommaschine erzeugten elektromotorischen Kraft von der Stromstärke bei konstanter Tourenzahl darstellt,

und die von Marcel Deprez „la caractéristique“ benannt wurde, den Anlass, dass seither eine grosse Anzahl von Kurven, die zur Erläuterung des Verhaltens der magnet-elektrischen Maschinen dienen konnten, allgemeinen Eingang fanden. In ähnlicher Weise habe ich auch für die Influenzmaschinen einige das Verhalten derselben „charakterisierender Kurven“ aufgestellt, welche für alle möglichen zwischen den Elektroden abnehmbaren Entladespannungen über die jeweiligen Grössen der wichtigsten Faktoren, im besonderen der Stromleistung und des Wirkungsgrades Aufschluss geben.

Fig. 3.

Diese Abhängigkeit der Stromstärke, der aufgewandten und erzeugten Leistung, sowie des Wirkungsgrades von dem Entladepotential konnte gerade bei den Influenzmaschinen mit Doppeldrehung, für deren Verhalten und Theorie man wegen ihrer grösseren Einfachheit und Durchsichtigkeit dem System mit fester Erregung gegenüber zunächst am meisten interessiert sein musste, bisher auf keine Weise festgestellt werden. Wegen der grossen Lager- und Riemenreibung, welche die bisherigen Mehrfach-Influenzmaschinen[1]) dieses Systems infolge davon, dass bei denselben immer nur eine oder je zwei Scheiben für sich gelagert und durch Riemen angetrieben wurden, stets aufweisen, war es nicht möglich, an den dazu geeigneten grösseren Maschinen jene Abhängigkeiten festzustellen. Da hingegen bei der abgebildeten, zu den Versuchen benutzten Kondensatormaschine sämtliche Scheiben von nur zwei Riemen gemeinsam angetrieben werden, bildet die gesamte Reibungsarbeit nur einen verhältnismässig geringen Bruchteil der Gesamtarbeit, so dass es dadurch möglich geworden ist, mit genügender Genauigkeit die notwendigen Messungen anzustellen. Diese wurden in derselben Weise durchgeführt, wie in einer erst vor kurzem an anderer Stelle erschienenen Abhandlung[1]) bereits beschrieben wurde. Indem ich mit dem Hinweis auf jene Arbeit auf eine nochmalige Beschreibung der nicht ganz unwesentlichen Art des Messverfahrens (mittels Flaschenentladungen und Anfangspotentialen der Entladung[2])) hier wohl verzichten darf, wiederhole ich hinsichtlich der Bezeichnung kurz das Folgende:

V = Entladespannung (Anfangspotential der

1) Vergl. John Gray, Les machines électriques à influence, traduit par G. Pellissier, S. 143, Fig. 77 und Tafel 1 zu Seite 1.

1) H. Wommelsdorf, Einfluss der Polarisatorstellung auf die Stromleistung der Influenzmaschinen mit Doppeldrehung, § 3, Ann. d. Phys., 1904.

2) Die Leitungs- und Flaschenverluste, die mit der Spannung wachsen und auch für die Kurvenform der Fig. 4 von Bedeutung sind, wurden (zu Ungunsten der Maschine) nicht berücksichtigt. Über die Größe derselben siehe die Ermittelungen von A. Slaby, Elektrot. Ztschr. 25, 777, 1904.

Entladung) in Volt, aus der Schlagweite zwischen Kugeln bestimmt;

$\mathfrak{J}_n$ = nutzbare Stromstärke bei einer Umdrehung der Scheiben in der Sekunde ($n = 60$), aus der Zahl von Flaschenentladungen bestimmt.[2])

E_n = Nutzleistung in Watt (pro $n = 60$) = $\mathfrak{J}_n \cdot \frac{V}{2}$, berechnet.[2])

E_e = aufgewandte Energie minus Leerlaufsenergie in Watt (pro $n = 60$), an einem Elektromotor von $^1/_5$ PS. mittels Präzisions-Ampère- und Voltmeter bestimmt.

η_e = elektrischer Wirkungsgrad $= \frac{E_n}{E_e}$, berechnet.[2])

Tabelle.

Für 1 Umdrehung der Scheiben in der Sekunde.[2])

Entladepotential V in Volt	Nutzbare Stromstärke pro $n = 1$ in der Sek. $\mathfrak{J}_n \cdot 10^6$ A.	Nutzleistung $E_n = \mathfrak{J}_n \frac{V}{2}$ in Watt	Aufgewendete Leistung E_e in Watt	Wirkungsgrad η_e in Proz.
18800	27,81	0,262	2,08	12,55
29300	28,39	0,416	2,23	18,65
38600	27,90	0,538	2,41	22,38
43900	26,89	0,59	2,47	23,9
48100	26,01	0,623	2,53	24,7
50800	25,80	0,654	2,58	25,4
51800	24,31	0,630	2,574	24,5
58700	23,11	0,677	2,70	25,1
66300	21,60	0,716	2,78	25,7
73700	20,09	0,74	2,89	25,6
85300	19,60	0,837	3,13	26,7
95800	18,11	0,869	3,26	26,7
105200	16,20	0,853	3,39	26,2
111200	16,21	0,888	3,55	25,0
117000	13,11	0,767	3,57	21,5
119600	13,69	0,818	3,69	22,2

Sämtliche Messresultate sind in der Tabelle zusammengestellt worden und in der Fig. 4 in der Weise dargestellt worden, dass für alle Kurven die Spannungen in Kilo-Volt als Abszissen eines Koordinatensystems aufgetragen worden sind. Die zugehörigen Werte für den Nutzstrom bei einer Umdrehung der Scheiben in der Sekunde sind in Mikro-Ampère als Ordinaten eingezeichnet. Die Werte für die mittels Flaschen gemessene Hochspannungsnutzleistung $E_n = \mathfrak{J}_n \cdot \frac{V}{2}$, sowie die für eine Scheibenumdrehung in der Sekunde aufgewendete Leistung E_e sind in Watt (Werte rechts angegeben), endlich die Werte für den jeweiligen Wirkungsgrad $\eta_e \cdot 10^{-1}$ in Prozenten von E_e aufgetragen.

Wie man aus dem Verlauf der Stromkurve ersieht, wächst die Stromleistung der benutzten Versuchsmaschine, von der Entladespannung 0 angefangen, zunächst um ein Geringes bis zu einem bei ca. 30000 Volt liegenden Maximalwert von 28,5 Mikro-Ampère, um sodann langsam bis zu ca. 100000 Volt auf den Wert von 17,8 Mikro-Ampère herabzusinken.

Die aufzuwendende Leistung E_e wächst bei der Versuchsmaschine genau proportional mit der Entladespannung; die Nutzleistung E_n und infolgedessen der elektrische Wirkungsgrad η_e wächst zuerst bis zu ca. 40000 Volt schnell, sodann nach einem scharfen Knick langsam von 50000 Volt an weiter geradlinig bis zu ca. 100000 Volt. Für alle Entladespannungen von 50—100 Kilo-Volt ist der Wirkungsgrad der Maschine nahezu derselbe, nämlich ca. 26 Proz.

Fig. 4.

(Vergl. auch Fussnote 2 der Tabelle.)

Von ca. 100000 Volt an bis zu den höchsten von der Maschine mit Sicherheit lieferbaren Spannungen von 120000 Volt (die grösste Schlagweite der Versuchsmaschine zwischen den in Fig. 2 ersichtlichen Elektroden beträgt beiläufig 255 mm, vergl. den Schluss von Kapitel 1) fallen sodann die Werte für $\mathfrak{J}_n$, E_n und η_e rasch um ein Beträchtliches ab. Der Grund für diesen plötzlichen Abfall der Kurven während dieser dritten Periode ihres Verlaufes liegt an einer Eigentümlichkeit der Polarisatorstellung, und ist, die Kenntnis der bereits citierten Abhandlung über den „Einfluss der Polarisatorstellung" vorausgesetzt, leicht zu geben: Es wurden nämlich sämtliche Werte für die Stromstärken $\mathfrak{J}_n$ der Maschine in der Weise erhalten, dass die Polarisatoren dabei vermittels der in Fig. 2 sichtbaren Skala in ihrer günstigsten vorher ermittelten Winkelstellung zueinander eingestellt waren, also für die Spannungen unter 100000 Volt unter einem „Polarisatorwinkel", der hinreichend gross war, dass die Maschine alsdann sowohl in ihrem Innern auf den Scheiben wie auch im Äusseren nutzbaren Stromkreise die grösste Elektrizitätsmenge erzeugte. Dieser Winkel muss — wie ich in jener Abhandlung gezeigt habe — für die Versuchsmaschine $\geqq 45^0$ betragen. Da nun für die grösseren Entladespannungen von 100—120 Kilo-Volt, um eine auf-

tretende Entladung der Elektroden nach den Polarisatoren hin zu verhindern, diese zur Erreichung der grössten nach aussen hin auftretenden nutzbaren Stromstärken unter kleineren Winkeln (nämlich als 45^0) einzustellen sind, als wie erforderlich ist, damit die Maschine in ihrem Innern auf den Scheiben wie überhaupt unabhängig von der Entladespannung die maximale Stromstärke erzeugt, so muss sich naturgemäss in diesem Bereiche ein schnellerer Abfall der Kurven von $\mathfrak{J}_n$ und infolgedessen auch der von E_n und η_e einstellen, als wie man nach dem Verlaufe dieser Kurven in dem Bereiche von ca. 50000—100000 Volt hätte annehmen sollen.

Gleiche Polzahl vorausgesetzt, wächst bei einer Veränderung der Maschinengrösse die bei einer Scheibenumdrehung gelieferte Elektrizitätsmenge, also auch $\mathfrak{J}_n$ der Fig. 4, so ziemlich für alle Spannungen nahezu proportional mit dem Quadrat des Scheibendurchmessers, desgleichen annähernd auch die Werte von E_n und E_e.

Der Wirkungsgrad η_e ist in hohem Masse von den Sektorverhältnissen abhängig, im besonderen von der Grösse und dem Abstande der Sektoren vom Rand, von der mehr oder weniger innigen Verbindung mit den Kollektorstangen etc. Der letztere Umstand ist im besonderen auch für den Verlauf der Stromkurve $\mathfrak{J}_n$ innerhalb des Bereiches von ca. 0—30000 Volt massgebend. In dieser Hinsicht waren bei der benutzten Versuchsmaschine nur 10 Kollektorstangen mit den zugehörigen Sektoren gut verbunden (für die Selbsterregung genügt es auch unter den ungünstigsten Witterungsverhältnissen, wenn einige wenige derselben leitende Verbindung haben), während die übrigen 20 durch einen sich bei der Montage ergebenden mehr oder weniger grossen Luftraum (ca. $^1/_2$—2 mm) von den Sektorverlängerungen getrennt waren. Die hierdurch bedingte, auf den Scheibenoberflächen verbleibende, nicht in den Elektroden zum Ausgleich gelangende, auch bei guter leitender Verbindung stets vorhandene „remanente Elektrizitätsmenge" bildet die Ursache, dass bei ein und derselben Maschine infolge anderer besserer oder schlechterer Sektorenverbindungen die Werte von $\mathfrak{J}_n$ im Bereiche von ca. 0—30000 Volt der Fig. 4 bedeutend niedriger oder höher liegen können. — — —

Durch die beschriebenen Kurven wird eine jede Maschine vollständig bestimmt. Da die Werte von $\mathfrak{J}_n$, E_n und E_e nahezu proportional mit der Tourenzahl wachsen und in Fig. 4 für eine Umdrehung in der Sekunde ($n = 60$) aufgetragen wurden, so erhält man die von der Maschine gelieferte Stromstärke sowie die anderen Werte einfach durch Multiplikation mit der sekundlichen Tourenzahl ($n/60$).

Um sich beispielsweise ein Bild von der Frequenz des Funkenstroms bezw. der Zahl z der sekundlichen Funken in der Funkenstrecke machen zu können, mag man sich der folgenden Formel bedienen:

$$z = \left| \frac{\mathfrak{J}_n}{C \cdot V \cdot 10^3} \cdot \frac{n}{60} \cdot \frac{13}{11} \cdot 9 \cdot 10^{11} \right| = 17{,}7 \frac{n}{C \cdot V} \cdot (\mathfrak{J}_n \cdot 10^6),$$

worin n die Tourenzahl in der Minute, C die Kapazität in Centimeter, V die Spannung in Kilo-Volt und $\mathfrak{J}_n \cdot 10^6$ die der Fig. 4 entnommenen Werte bedeuten.

Für eine Tourenzahl von $n = 1000$, $C = 65$ (zwei Flaschen von je 130 cm Kapazität mit niedriger für grosse Schlagweiten berechneten Stanniolbelegung in Kaskade) und $V = 120000$ Volt (Schlagweite zwischen Kugel und Platte ca. 225 mm) wird darnach beispielsweise die Zahl der sekundlichen Funken in der Funkenstrecke $z = 27$; für $V = 100000$ Volt (Schlagweite ca. 170 mm) wird dagegen bereits $z = 49$, und für $V = 30000$ Volt (Schlagweite ca. 15 mm) gar $z = 260$. Infolge dieser hohen Frequenz bei den kleineren Schlagweiten kommt es, dass ohne die Anwendung von Leydener Flaschen die Entladung der sehr geringen Eigenkapazität der Elektroden u. s. w., die bei den grösseren Schlagweiten (bis 25 cm) einen stark verästelten prasselnden Funkenübergang bildet, bei den kleineren Schlagweiten ($\leqq$ 5 cm) ähnlich wie bei den Funkeninduktorien in einen rauschenden zusammenhängenden Flammenbogen übergeht. Dieser ist bei der Kondensatormaschine bläulich gefärbt und kann, wie bei den Induktorien durch einen starken Luftstrom wiederum in einen Funkenstrom umgewandelt werden.

Zum Schluss sei mir gestattet, Herrn Geh. Rat Professor Dr. A. Slaby, in dessen Laboratorium mir auch die Mittel zur Durchführung der beschriebenen Messungen an die Hand gegeben waren, für das meinen Arbeiten stets entgegengebrachte Interesse, sowie seinem Assistenten Herrn A. Nairz für die bereitwillige thatkräftige Unterstützung meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 8. Oktober 1904.)

Kurzer Bericht über Versuche zur Übertragung von Tönen mittels elektrischer Wellen.

Von Otto Nussbaumer.

Als ich mich im Juni dieses Jahres mit den hochinteressanten Versuchen von Simon, Duddell und Peukert befasste, wollte ich die durch das Pfeifen des Lichtbogens erregten Wechselströme dazu benutzen, um ein Induktorium damit zu speisen. Da aber das Induktorium

ein Eisenbündel enthält, so muss man ausser der gewöhnlichen Anordnung, nämlich Kapazität und Selbstinduktion in Serie geschaltet, noch eine Kapazität im Nebenschluss zur Bogenlampe schalten, um ein Pfeifen des Lichtbogens zu erwirken.

Bezeichnungen:
B Stromquelle; *L* Lichtbogen; *C* Kapazität; *J* Induktorium; *M* Mikrophon; *S* Spule; *f* Funkenstrecke; *A* Antenne; *Sch* Schwingungskreis; *F* Fritter; *T* Telephon.

Fig. 1.

Als Stromquelle gebrauchte ich die hiesige städtische Centrale mit 150 Volt Klemmenspannung. Der Bogenlampenstrom wurde durch den Regulierwiderstand *R* so eingestellt, dass das Ampèremeter A_1 2 Amp. anzeigte. Der im Nebenschluss zur Bogenlampe *L* gelegte Kondensator C_1 hatte eine Kapazität von 15 M.-F.; der Kondensator C_2 hatte 3 M.-F. Der Strom A_2 betrug 12 Amp. und A_3 3 Amp. Durch diese Anordnung erhielt man bei *f* einen Funkenstrom von ca. 2 cm Länge, welcher genau so pfiff, wie der Lichtbogen. Benutzt man nun diese Schaltung zum Laden des Kondensatorsystems eines elektrischen Schwingungskreises (z. B. System Braun), so kann man diese Töne mittels elektrischer Wellen übertragen (Figur 1a).

Fig. 1a.

Als Empfänger können alle Apparate angewendet werden, welche es ermöglichen, drahtlose Telegramme telephonisch zu empfangen. Um aber auch Melodien auf diese Weise zu übertragen, verwendete ich 2 Schaltungsarten.

Die erste Schaltungsweise besteht darin, dass auf bekannte Art nach Simon, Duddell oder Ruhmer der Lichtbogen zum Singen gebracht wird und die dadurch veranlassten Stromschwankungen der primären Rolle des Induktoriums mitgeteilt werden. (Siehe Figur 2.) Durch Transformation dieser Stromschwankungen entsteht bei *f* ein Funkenstrom, welcher die Melodie, welche bei *M* in das Mikrophon gesungen wird, rein und deutlich wiedergiebt. Die Übertragung von Melodien geschieht dann

Fig. 2.

genau so wie im Falle 1. Noch einfacher gestaltet sich die Schaltung zur Übertragung von Melodien dadurch, dass man in den Primärkreis des Induktoriums ein Mikrophon statt des Unterbrechers einschaltet. Um das Mikrophon mehr zu schonen, schaltet man dasselbe im Nebenschluss zu einer Spule *S*, wie es Ruhmer angiebt. (Siehe Fig. 3.)

Fig. 3.

Graz, am 4. Nov. 1904.

(Eingegangen 6. November 1904.)

Über das Reflexionsvermögen von aktivem und passivem Eisen.

Von W. J. Müller und J. Koenigsberger.

In Nr. 19 u. 20 (diese Zeitschr. **5**, 603, 632, 1904) erhebt Hr. Bernoulli verschiedene Einwände gegen unsere Messungen[1]) des Reflexionsvermögens von aktivem und passivem Eisen. Ein Teil der Bedenken wäre bei genauer Durchsicht der dort citierten Abhandlungen[2]) in Wegfall gekommen. Wir haben erstens nicht in linear polarisiertem Licht beobachtet. Die Anwendung von linear polarisiertem Licht ist bei unserer photometrischen Anordnung unmöglich, wäre übrigens auch bei der angewandten senkrechten Inzidenz für die isotropen Metalle vollkommen gleichgültig. Wir haben zweitens nicht in weissem Licht beobachtet. Die Spektralvorrichtung ist in der ersten dort citierten Arbeit beschrieben und in der zweiten, wie schon flüchtige Durch-

1) Diese Ztschr. **5**, 413, 1904.
2) Diese Ztschr. **4**, 345 u. 494, 1903.

sicht ergiebt, angewandt worden. Die von uns ermittelten Werte, welche mit denen von Drude und Micheli verglichen werden, beziehen sich wie diese selbstverständlich auf $\lambda = 589\,\mu\mu$. Wir haben ferner, was aber auch nicht besonders erwähnt wurde, weil sich das gleiche Resultat wie für $\lambda = 589\,\mu\mu$ ergab, in rotem Licht $\lambda = 650$ beobachtet. Hier sind die Beobachtungsfehler noch etwas kleiner als für gelbes Licht. Ein weiterer Einwurf von Herrn Bernoulli, dass nämlich die von uns angewandte Methode der Messung des Reflexionsvermögens sich zur Feststellung von Oberflächenschichten nicht eigne, wird gerade durch die von ihm zu Gunsten seiner Theorie benutzten Zahlen von Micheli widerlegt. Wir hatten (loc. cit. S. 413) aus eben diesen Zahlen in bekannter Weise berechnet, dass danach eine Änderung des Reflexionsvermögens um etwa 4 Proz. seines Wertes sich ergeben würde. Mit unserem Photometer hätten wir eine solche von 0,2 Proz. finden können, haben sie aber nicht gefunden. Dass dagegen wirklich vorhandene Oberflächenschichten das Reflexionsvermögen stark beeinflussen, folgt, abgesehen von den bekannten Versuchen von Lord Rayleigh[1]), schon aus den Zahlen und Messungen von Drude (an Bleiglanz und Antimonglanz), wenn man aus diesen die optischen Konstanten und daraus das Reflexionsvermögen berechnete. Der eine von uns hat diese letzteren Erscheinungen, die Änderung des Reflexvermögens frischer Spaltflächen durch eine sich allmählich bildende Deckschicht, auch direkt in noch nicht publizierten Versuchen bestätigen können.

Herr Bernoulli beachtet auch bei seinen nur theoretisch scheinbar begründeten[2]) Einwänden nicht, dass die Deckschichten von Metallen notwendig einen kleineren Absorptionsindex haben müssen als die Metalle selbst. Dass ferner aus nur einer Bestimmung der Reflexion die zwei optischen Konstanten sich nicht eindeutig berechnen lassen[1]), ist keine Widerlegung der Thatsache, dass eine Oberflächenschicht auf die Reflexion der Metalle einwirken muss. Die Jamin-Quinckesche Methode ist unstreitig für vorzüglich polierte, chemischen Agentien nicht ausgesetzten Substanzen die genaueste; aber sie wird, wie gerade die neuen Messungen von Herrn Bernoulli am Chrom zeigen, durch Korrosion der Oberfläche bei Einwirkung chemischer Agentien sehr stark beeinflusst und ist in diesem Fall viel weniger geeignet, eine Deckschicht zu konstatieren, als die Messung des Reflexionsvermögens. Die von Herrn Bernoulli gefundenen Unterschiede in den Werten des Haupteinfallswinkels und Hauptazimuts sind für ursprünglich aktives und dann nach Passivierung wieder aktiviertes Chrom fast so gross wie die zwischen aktivem und passivem Chrom. Zum Teil ist dies wohl auch auf das Benetzen und darauf folgende Trocknen der Spiegel zurückzuführen, wobei stets eine Wasserhaut von variabler Dicke adhärent zurückblieb.

Was die chemische Erklärung der von Herrn Bernoulli angenommenen Oberflächenschicht am passiven Chrom anlangt, ist zu bemerken, dass eine aus Chromichromat bestehende Schicht ein gleichzeitiges Inlösunggehen von Chromi- und Chromation bedingen würde. Hittorf hat aber gezeigt, dass passives Chrom quantitativ nach Faradays Gesetz als Chromat in Lösung geht. Die Annahme einer Oberflächenschicht von Chromichromat am Chrom steht also mit Faradays Grundgesetz der Elektrolyse in Widerspruch.

1) Proc. of Royal Soc. **41**, 275, 1886.

2) Aus der Abhandlung von Drude, Wied. Ann. **36**, 878 u. ff. 1889, hätte entnommen werden können, dass das Vorhandensein einer stets vorhandenen Oberflächenschicht auch durch die Jamin-Quinckesche Methode nicht festgestellt werden kann, was Herr Bernoulli (vergl. S. 603 u.) zu glauben scheint.

1) Der eine von uns hat aber auch in einfacher Weise durch Messung der Reflexion einer Substanz in zwei Medien von verschiedenem Brechungsindex die beiden optischen Konstanten eindeutig bestimmen können, und z. B. bei Eisenglanz den Brechungsindex für $\lambda = 645\,\mu\mu$ $n = 2{,}83$ gefunden in Übereinstimmung mit Wülfing, der nach der Prismenmethode $n = 2{,}80$ fand.

(Eingegangen 22. Oktober 1904.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Über Dampfturbinen.[1])

Von Hermann Bonin.

Die potentielle Energie des gespannten Wasserdampfes kann in zweierlei Arten von Maschinen in Arbeit umgewandelt werden, in Kolbendampfmaschinen und in Turbinen. Bis vor ungefähr zehn Jahren herrschte die Kolbendampfmaschine unbeschränkt, erst in neuerer

1) Zusammenfassende Bearbeitung nach den Aufsätzen von A. Stodola: Die Dampfturbinen und die Aussichten der Wärmekraftmaschinen, Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure 1903. Vergl. Stodola: Die Dampfturbinen, 2. Aufl. 1904. Berlin, Julius Springer; Cl. Feldmann, Amerikanische Dampfturbinen, Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure 1904; Gutermuth: Dampfturbinen, Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure 1904; W. Boveri: Die Dampfturbinen und ihre Anwendung mit besonderer Berücksichtigung der Parsons-Turbine, Stahl und Eisen 1904.

Zeit macht die Turbine der Kolbenmaschine eine bedeutende Konkurrenz.

Dabei war der erste Wärmemotor, von dem wir geschichtliche Kunde haben, eine Dampfturbine, nämlich die Äolipile des Hero von Alexandrien. Diese bestand aus einem um eine vertikale Achse drehbarenKessel, in dessen mittlerer Horizontalebene mehrere um ca. 90^0 gebogene Rohre angebracht waren, aus denen der in dem Kessel durch ein Feuer erzeugte Dampf mit grosser Geschwindigkeit in tangentialer Richtung austrat und dadurch die Maschine in Drehung versetzte. Man nennt diese Art von Turbinen, bei denen die Arbeit durch den Rückdruck des strömenden Dampfes auf die der Öffnung entgegengesetzte Rohrwand erzeugt wird, Reaktions- oder Überdruckturbinen, sie sind dadurch gekennzeichnet, dass die Umwandlung der Spannung des Dampfes in Strömungsenergie in dem rotierenden Teil der Maschine selbst vor sich geht.

Im Gegensatz hierzu findet diese Umwandlung bei den meisten modernen Turbinen in dem feststehenden Teile, dem Leitapparat, statt, während in dem rotierenden Teile, dem Laufrad, der Druck konstant ist.

Bei der Turbine von de Laval (Fig. 1 u. 2), besteht der Leitapparat aus mehreren sogen.

Fig. 1. Turbine von de Laval.

Düsen, das sind doppelkegelförmig ausgebohrte Rohrmundstücke, deren Querschnitte so bemessen sind, dass in ihnen die ganze Spannung des im Dampfkessel erzeugten Dampfes in Geschwindigkeit umgesetzt wird. Der rotierende Teil der Turbine wird von einem am Umfange mit Schaufeln versehenen drehbar gelagertem Rade gebildet. Aus den Düsen strömt nun der Dampf mit der gesamten der Spannungsumwandlung entsprechenden Geschwindigkeit gegen die Schaufeln des Laufrades, fliesst an ihnen entlang und tritt, nachdem er seine Energie an die Schaufeln abgegeben hat, an der den Düsen entgegengesetzten Seite mit geringer Geschwindigkeit aus, ins Freie oder in den Kondensator. Der Dampf wirkt hier durch die Kraft, die der in den Schaufeln um fast 180^0 abgelenkte Dampfstrahl infolge der Richtungs- und Geschwindigkeitsänderung auf sie ausübt. Zum Unterschied von den oben erwähnten Reaktions- oder Überdruckturbinen nennt man diese Art von Turbinen Aktions- oder Druckturbinen. Diese recht unglücklich gewählten Bezeichnungen sind vom Wasserturbinenbau, bei dem sie sich leider allgemein eingebürgert haben, übernommen worden.

Eine grosse Schwierigkeit bei der Ausbildung der Dampfturbinen bietet die hohe Umfangsgeschwindigkeit, die man den Schaufeln

Dampfzuführung
Kupplungsscheiben für Dynamos
Abdampf
Zahnräder

Fig. 2. Turbine von de Laval.

geben muss, wenn man die Strömungsenergie des Dampfes so vollständig in Arbeit umwandeln will, dass der austretende Dampf fast keine Geschwindigkeit mehr besitzt. Bei einer idealen Aktionsturbine, bei der der Dampf in der Richtung der Umfangsgeschwindigkeit auf die Schaufeln auftrifft und durch diese um 180^0 abgelenkt wird, müsste nämlich, wie leicht bewiesen werden kann, die Umfangsgeschwindigkeit u gleich der Hälfte der Geschwindigkeit v sein, mit der der Dampf die Düse verlässt. Nun beträgt bei den heute üblichen Dampfspannungen von 10 bis 12 Atm. diese Austrittsgeschwindigkeit rund 1000 m per Sek., die Schaufeln müssten also theoretisch eine Umfangsgeschwindigkeit von ungefähr 500 m per Sek. erhalten. In Wirklichkeit tritt allerdings infolge verschiedener Verluste die günstigste Ausnutzung bei ca. 300 bis 400 m per Sek. ein, und deshalb erhalten auch in der Praxis die Turbinen diese Geschwindigkeit. Bei der Reaktionsturbine liegen die Verhältnisse noch ungünstiger, da hier theoretisch $u = v$ sein müsste.

Infolge dieser hohen Umfangsgeschwindigkeit treten im Schaufelkranz ausserordentlich grosse Fliehkräfte auf, die den Kranz auseinander zu sprengen suchen, die Turbinen müssen daher aus allerbestem Material hergestellt werden. Da im Falle einer Explosion des Rades diese um so verheerender wirkt, je grösser das Rad ist, so beschränkt sich de Laval bei seinen Rädern auf kleinere Durchmesser, rund 300 bis 500 mm, maximal 760 mm. Dadurch ergeben

sich natürlich ungemein hohe Umlaufzahlen, ungefähr 15000—20000 pro Minute. Infolge dieser hohen Umlaufzahlen macht sich der Umstand, dass man trotz grosser Sorgfalt bei der Herstellung der Laufräder ihren Schwerpunkt nie genau in die Drehachse bringen kann, ausserordentlich störend bemerkbar. Kleine Schwerpunktsexzentrizitäten, vielleicht von nur $^1/_{10}$ mm rufen schon erhebliche Fliehkräfte und dadurch unzulässige Ausbiegungen der Welle hervor, ja bei einer bestimmten, vom Radgewicht und den Dimensionen der Welle abhängigen Umlaufzahl, der sogenannten kritischen Umlaufzahl, wird die Durchbiegung der Welle theoretisch unendlich gross, d. h. die Welle wird zum Bruch geführt. Man kann nun keine derartig starken Wellen verwenden, dass die kritische Umlaufzahl noch genügend weit oberhalb der Betriebsumlaufzahl liegt, und es wäre die Ausführbarkeit der de Laval-Turbine überhaupt in Frage gestellt, wenn nicht ein von diesem Erfinder zuerst erkanntes Phänomen ihm zu Hilfe käme. Befestigt man nämlich das Turbinenrad auf einer verhältnismässig dünnen biegsamen Welle, deren kritische Umlaufzahl weit unterhalb der Betriebsumlaufzahl liegt, so stellt sich bei der letzteren der Schwerpunkt des Rades von selbst in die Drehachse ein. Da nun wegen der hohen Umlaufzahl das Drehmoment, das die Welle zu übertragen hat, selbst bei grössern Maschinen klein ist, so steht der Anwendung einer derartigen Federwelle nichts im Wege. Damit beim Anlassen der Turbine die kritische Umlaufzahl ohne schädliche Ausbiegung der Welle überschritten werden kann, versieht de Laval das Laufrad mit einer starken, beiderseits vorstehenden Nabe, die bei normalem Betrieb mit etwas Spiel in zwei festen kurzen Sicherheitslagern schwebt, an die sie sich aber in der Nähe der kritischen Umlaufzahl anlegt.

Die Umwandlung der hohen Umlaufzahl in eine für Arbeitsmaschinen, z. B. Dynamos oder Ventilatoren, brauchbare geschieht durch sehr sorgfältig gearbeitete breite Zahnräder. Durch sie wird ein Übersetzungsverhältnis von 1 : 10 bis 1 : 13 erreicht. Bei grösseren Maschinen fallen die Zahnräder aber ungemein schwerfällig und teuer aus, so dass die Turbine von de Laval auf kleinere Leistungen, bis ungefähr 300 Pferdestärken, beschränkt ist.

Ein Mittel, die Umlaufzahl kleiner zu erhalten, liegt in der Anwendung grösserer Durchmesser, denn da, wie oben gezeigt, die Umfangsgeschwindigkeit der Schaufeln festliegt, so ist die Umlaufzahl dem Raddurchmesser umgekehrt proportional. Bei Rädern von 2 m Durchmesser, wie sie zuerst Riedler-Stumpf, und nach ihnen die Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft anwendet, kommt man bereits auf 3000 Umdrehungen pro Minute herunter, so dass man eigens dafür konstruierte Dynamos schon direkt mit der Turbine kuppeln kann. Natürlich müssen diese Räder aus bestem Nickelstahl mit grösster Sorgsamkeit hergestellt werden. Mit Rücksicht auf die Ausführbarkeit kann man ausserdem mit dem Durchmesser der Räder nicht zu hoch gehen und ist so bei diesem Mittel der Tourenverminderung ziemlich beschränkt.

Eine theoretisch unbegrenzte Verringerung der Umlaufzahl kann man aber dadurch erzielen, dass man die Energie des Dampfes nicht in einer, sondern in mehreren hintereinander geschalteten Turbinen in Arbeit umwandeln lässt. Giebt man z. B. einer reinen Aktionsturbine, wie der von de Laval, eine Umfangsgeschwindigkeit u, die nur $^1/_4$ der Dampfgeschwindigkeit v beträgt, so verlässt der Dampf, dessen Geschwindigkeit im Laufrad um den Betrag $2\,u$ vermindert wird, die Turbine mit der beträchtlichen Geschwindigkeit von ca. $v - 2 \cdot {}^1/_4\, v = {}^1/_2\, v$. Diesen Abdampf kann man nun durch einen zweiten Leitapparat auf ein anderes Turbinenrad leiten, in dem jetzt der Rest der Strömungsenergie in Arbeit umgewandelt wird. Man nennt dies Verfahren, das natürlich nicht auf zwei Räder beschränkt ist, Geschwindigkeitsabstufung, und zwar vermindert sich die Umlaufzahl direkt proportional der Stufenzahl. Bemerkenswert ist hierbei die Zunahme des Durchtrittsquerschnitts nach der Austrittsseite zu, die so bemessen werden muss, dass der sich allmählich verzögernde und dadurch verbreiternde Dampfstrahl ohne Stauung durch die Turbine treten kann.

Praktisch ausgeführt wurde die Geschwindigkeitsabstufung zuerst von Curtis, dessen Turbine in Figur 3 dargestellt ist. Der Leitapparat der ersten Stufe besteht hier aus einem vollständig geschlossenen Kranz von Düsen, so dass alle Laufradzellen gleichzeitig beaufschlagt

Düsenkranz
Leitschaufeln
Laufrad

Fig. 3. Curtis-Turbine.

werden (totale Beaufschlagung). Die Leitorgane der folgenden Stufen sind Schaufeln, die vom Gehäusemantel aus radial nach innen ragen. Die Laufschaufelkränze sitzen auf einem gemeinsamen Radkörper. Andere Konstrukteure führen die Geschwindigkeitsabstufung so aus, dass sie den ersten Abdampf durch gebogene Rohre, sogenannte Umkehrschaufeln, auf das erste Turbinenrad wieder zurückführen. Sie sparen dadurch den zweiten Laufschaufelkranz, müssen dann aber natürlich auf eine totale Beaufschlagung des Laufrades durch Frischdampf verzichten.

Eine zweite Art der Stufenbildung ist die sogenannte Druckabstufung. Hierbei expandiert der Dampf in dem ersten Leitapparat nicht vollständig, sondern bei 10 Atm. Anfangsdruck vielleicht nur von 10 auf 9 Atm., und dementsprechend ist die Dampfgeschwindigkeit geringer. In den folgenden Stufen expandiert der Dampf dann stufenweise bis zum Kondensator- oder Atmosphärendruck. Diese Turbinen haben gleichfalls nach der Auspuffseite zu wachsende Durchtrittsquerschnitte. Sie wachsen aber nicht so stark wie bei den entsprechenden Curtis-Turbinen, so dass der Dampf hier nicht ungehindert hindurchströmen kann; es wird vielmehr durch diese relative Verengung ein gewisser Rückstau erzeugt, der die stufenweise Druckzunahme von der Austritts- nach der Eintrittsseite zu zur Folge hat. Die Druckabstufung ist weniger wirksam wie die Geschwindigkeitsabstufung: da nämlich die Geschwindigkeit der Quadratwurzel aus der dem Druckgefälle entsprechenden potentiellen Energie des Dampfes ist, so fällt die Umlaufzahl nur proportional der Quadratwurzel aus der Stufenzahl. Vier Druckstufen sind also erst ebenso wirksam wie zwei Geschwindigkeitsstufen. Andrerseits besitzt die Druckabstufung den Vorteil, dass die Geschwindigkeiten in den Schaufeln und damit auch die

Fig. 4. Rateau-Turbine.

Reibungsverluste kleiner sind wie bei den Turbinen mit Geschwindigkeitsabstufung.

Angewandt wird die Druckabstufung bei den Turbinen von Rateau, Zölly und Parsons, die Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft wendet je nach Bedarf das eine oder das andere oder beide Verfahren an.

Die Turbine von Rateau ist in den Fig. 4 und 5, die von Zölly in Fig. 6 dargestellt.

Fig. 5. Beaufschlagung der Laufräder bei der Rateau-Turbine.

Beide ähneln sich im äusseren Aufbau sehr: die Laufräder sitzen auf einer gemeinsamen Welle, die Leitschaufeln sind in die Zwischenwände, die die einzelnen Turbinenkammern trennen,

Fig. 6. Zölly-Turbine.

eingelassen. Das Gehäuse, in dem diese Scheidewände sitzen, ist in der Längsrichtung geteilt, so dass nach Lösung der Verbindungsschrauben der obere Teil abgehoben werden kann, wodurch die Turbinenräder zugänglich werden. Der Hauptunterschied zwischen den beiden Turbinensystemen liegt in der Art, wie die

Fig. 7. Parsons-Turbine.

Volumenzunahme des Dampfes durch die Expansion berücksichtigt wird. Zölly verändert wie Curtis die radiale Höhe der Schaufeln und wendet totale Beaufschlagung aller Räder an, die Rateau-Turbine dagegen hat partielle Beaufschlagung der Laufräder, d. h. die Leitkränze sind nicht vollständig mit Schaufeln besetzt, sondern tragen nur einzelne am Umfange gleichmässig verteilte Schaufelgruppen, während die zwischen den Gruppen liegenden Segmente abgedeckt sind. Nun lässt Rateau (Fig. 5), der Ausdehnung des Dampfes entsprechend die Anzahl der Leitschaufeln der einzelnen Stufen wachsen, so dass die Laufräder nach der Niederdruckseite zu immer voller beaufschlagt werden und daher das wachsende Dampfvolumen hindurchlassen können.

Die Turbine von Parsons (Fig. 7), ist die einzige der modernen Turbinen, die das Reaktionsprinzip anwendet. Die Expansion geht dabei folgendermassen vor sich: Soll z. B. in der ersten Stufe der Dampf von 10 auf 9 Atm. abnehmen, so expandiert er im Leitapparat nur auf ungefähr $9^1/_2$ Atm. und nimmt eine dementsprechende Geschwindigkeit an. Er tritt also mit einem Überdruck von $^1/_2$ Atm. in das Laufrad ein, in dem die weitere Expansion auf 9 Atm. vor sich geht. Dieser Überdruck wird durch die Form der Laufradkanäle bewirkt (Fig. 8), die im Gegensatz zu denen der Ak-

Fig. 8. Schaufeln einer Reaktionsturbine.

tionsturbinen (Fig. 9) eine Verengung des Querschnitts zeigen. Der Dampf wirkt demnach erstens durch den Ablenkungsdruck des aus den Leitschaufeln ausströmenden Dampfes, zweitens durch den Rückdruck des im Laufrad expandierenden Dampfes. Man bezeichnet daher die Parsons-Turbine als eine gemischte

Fig. 9. Schaufeln einer Aktionsturbine.

Aktions- und Reaktionsturbine. Es wird hierbei eine sehr gleichmässige Druckabnahme die Turbinenwalze entlang erzeugt, und die Druckdifferenzen zwischen je zwei Schaufelkränzen sind gering. Allerdings hat, wie schon zu Anfang erwähnt wurde, das Reaktionsprinzip den Nachteil, grössere Umfangsgeschwindigkeiten zu verlangen, es müssen also zur Erzeugung einer brauchbaren Umlaufszahl mehr Stufen verwandt werden wie bei der reinen Aktionsturbine. Parsons verwendet bis 70, ja selbst 100 Stufen in einer Turbine und kommt dadurch mit seinen Umlaufzahlen bis auf 500 pro Minute herunter.

Das Laufrad der Parsons-Turbine wird durch eine lange hohle Stahlgusswalze gebildet, auf der die Schaufeln der einzelnen Kränze strahlenförmig befestigt sind. Die Leitschaufeln ragen aus dem längsgeteilten Gehäuse radial nach innen. Die Volumenzunahme des Dampfes infolge der Expansion berücksichtigt Parsons aus Herstellungsrücksichten nicht von Stufe zu Stufe, er teilt vielmehr die ganze Turbine in drei Hauptgruppen von verschiedenem Durchmesser und verschiedener Schaufellänge, Hochdruck-, Mitteldruck- und Niederdruckturbine. Um den starken Axialdruck, den der strömende Dampf erzeugt, aufzunehmen, bringt Parsons Entlastungskolben auf dem der Strömungsrichtung entgegengesetzten freien Ende der Turbine an. Die Parsons-Turbine wird bis zu sehr grossen Einheiten (5000 P.S.) ausgeführt, sie ist augenblicklich von allen Dampfturbinen am weitesten verbreitet und hat auch als Schiffsmaschine Verwendung gefunden.

Die Regulierung der Turbine geschieht entweder durch Drosselung (de Laval) oder durch Einschalten von mehr oder weniger Dampf-

düsen (Curtis) oder endlich durch intermittierende Zuführung des Dampfes (Parsons), wobei die Pausen zwischen den einzelnen Dampfdosen je nach der Belastung verschieden sind.

Im Dampfverbrauch kommen die Turbinen den Kolbenmaschinen jetzt ungefähr gleich. Da die meisten Dampfturbinen direkt mit Dynamos gekuppelt sind (sogenannte Turbodynamos), so wird der Dampfverbrauch gewöhnlich in kg Dampf pro Kilowattstunde angegeben, er beträgt bei sehr guten grossen Maschinen rund 6,8 kg pro Kilowattstunde, was ungefähr 4,3 kg pro indizierte Pferdestärkestunde entsprechen würde.

(Eingegangen 27. Oktober 1904).

REFERATE.

Luftelektrizität.

Besorgt von Prof. J. Elster und Prof. H. Geitel.

S. Figee, Elektrische Beobachtungen zu Batavia und an der Westküste von Sumatra während der totalen Sonnenfinsternis am 18. Mai 1901.[1])

Zu den Messungen in Batavia wurden zwei Zerstreuungselektrometer verwandt, von denen das eine zur Bestimmung der Zerstreuung positiver, das andere zur Ermittlung der Zerstreuung negativer Elektrizität in der freien Luft diente. Die Instrumente waren in den üblichen Dimensionen in Batavia angefertigt und fanden in einer nach Westen offenen Veranda Aufstellung, die Ablesung geschah mittels eines schwach vergrössernden Fernrohrs, als Isolationsmaterial wurde in Ermangelung von Bernstein Schwefel benutzt. Leider giebt Verf. nicht an, ob bei den Versuchen das metallene Schutzdach die Zerstreuungskörper überdeckte oder nicht. Der gewählte Standort und die Höhe der beobachteten Werte deuten darauf hin, dass dies nicht der Fall war. Die Zahlen sind daher wahrscheinlich ohne weiteres nicht mit den an anderen Orten ermittelten vergleichbar, was um so mehr zu bedauern ist, als derartige Messungen aus den Tropen bislang nicht vorliegen. Die Resultate sind in Tabelle I zusammengestellt.

Tabelle I.

Zeit	6—9	9—11	11a—1	1—3	3—5	5—7
$a+$	1,36	3,67	4,14	4,80	2,32	1,80
$a-$	1,76	3,79	4,15	5,05	2,78	2,57
n (Anzahl der Doppelbeobachtungen)	11	9	11	8	13	3

In dieser tritt zunächst eine deutliche Abhängigkeit der Elektrizitätszerstreuung von der Erhebung der Sonne über dem Horizonte hervor. Je grösser die Sonnenhöhe, um so grösser erscheint auch die elektrische Leitfähigkeit der Luft. Es spiegelt sich hierin unter Berücksichtigung des grossen stationären Wasserdampfgehaltes der Luft jener Gegend nach Ansicht des Referenten die Thatsache wieder, dass die Elektrizitätszerstreuung um so geringer wird, je mehr sich die Temperatur der Luft dem Kondensationspunkte des Wasserdampfes nähert.

Mit dieser Auffassung steht auch die Beobachtung Figees im Einklang, dass während der Dauer ergiebiger Regengüsse die Elektrizitätszerstreuung fast auf Null herabsinkt. Ein deutlicher Einfluss der Bewölkung bei Abwesenheit von Niederschlägen konnte nicht aufgefunden werden, dagegen entsprachen im allgemeinen hohen Werten des Potentialgefälles niedere der Zerstreuungskoeffizienten und umgekehrt. Bei der gewählten Aufstellung des Apparates war die sonst so störende Wirkung des elektrischen Feldes der Erde stark eingeschränkt. Wie zu erwarten, ist daher der Quotient $\frac{a-}{a+}$ im Mittel nur wenig grösser als eins.

Es ist sehr erfreulich, dass Verfasser unter Verwendung neuer von Günther & Tegetmeyer bezogner Instrumente die begonnenen Messungen fortzusetzen gedenkt. Die mitgeteilten Resultate sind daher nur als vorläufige zu betrachten. Man wird den weiteren Ergebnissen dieser dankenswerten Bemühungen des Verf., zumal bei der ausgesprochen tropischen Lage des Beobachtungsortes, mit grösstem Interesse entgegensehen.

In Karang-Sago an der Westküste Sumatras, wo während der totalen Sonnenfinsternis am 18. Mai sowohl Potentialmessungen wie auch Zerstreuungsmessungen geplant waren, wurden die ersteren durch die Elektrisierung der Luft durch das zerspritzende Wasser der Brandung vereitelt. Die Zerstreuungsapparate standen hier in freiem Gelände unter einem Schutzdach aus Bambusrohr. Der den Zerstreuungskörper überdeckende metallische Schutzcylinder scheint auch hier nicht verwandt zu sein. Die Beobachtungen begannen am 9. Mai und wurden bis zum 18. fortgeführt. Tabelle II giebt die Mittelwerte wieder.

Tabelle II.

Zeit	6-9	9—11	11a—3p	3—5	5—7	Max.	Min.
$a+$	7,68	8,02	7,25	7,54	3,53	11,8	2,2
$a-$	11,40	10,88	9,28	9,26	5,03	15,8	2,8
n	5	13	15	7	3		

1) Appendix III zu Band 24 der Veröffentlichungen des königl. magnetischen und meteorologischen Observatoriums zu Batavia 1903.

Die in dieser verzeichneten Werte der a sind ausserordentlich hoch und etwa von der Grössenordnung der Zahlen, die Referent im August 1900 an den Küsten Spitzbergens fand, wenn ohne Schutzdach bei frei dastehendem Apparate gemessen wurde. Der Umstand, dass sich in Karang-Sago durchgehends $a-$ beträchtlich grösser als $a+$ ergab, deutet darauf hin, dass bei diesen Messungen die Apparate dem störenden Einflusse des elektrischen Feldes der Erde nicht vollständig entzogen waren.[1])

Am 18. Mai war die Luft infolge von Regenfällen am 17. ausserordentlich durchsichtig, so dass die Elektrizitätszerstreuung bereits um 10 a ungewöhnlich hohe Werte erreichte. Die Folge der Zerstreuungskoeffizienten von 10 a bis 5 p war diese:

				Totalität				
$a+$	11,8	8,6	9,5	8,4 |	3,3	6,3	5,8	8,6
$a-$	13,5	15,8	12,6	10,9 |	5,4	9,6	6,7	9,9

Unmittelbar nach der Totalität nahm also die Zerstreuung für beide Elektrizitäten einen abendlichen Typus an (vergl. Tab. I).

Nach Ansicht des Referenten wird man kaum fehl gehen, wenn man den Grund auch für diese Erscheinung in der in dem Schattenkegel durch die Abkühlung angebahnten Kondensation des Wasserdampfes erblickt.

Einem vom Verf. geäusserten Wunsche entsprechend führt Referent die von ihm während der totalen Sonnenfinsternis zu Algier am 28. Mai 1900 ermittelten Werte der Zerstreuungskoeffizienten hier nachträglich an. Von der Publikation dieser Zahlen wurde seiner Zeit deshalb abgesehen, weil sie mit einer gewissen Unsicherheit behaftet sind. Bei den fortlaufenden Messungen des Potentialgefälles war es nämlich nicht möglich, für das Zerstreuungselektrometer jedesmal das Intervall von 15 Minuten einzuhalten. Hierdurch leidet aber die Vergleichbarkeit der Zahlen untereinander. Die Folge der mittleren Zerstreuungskoeffizienten in Algier war gemessen von 1—5½ p diese:

			Totalität				
1,0	1,0	0,9	1,3 |	2,5	2,5	2,1	2,0

Hier wuchs also die Leitfähigkeit der Luft, nachdem der Schattenkegel den Beobachtungsort passiert hatte.

1) Misst man ohne Schutzdach, so kann bei hohem positiven Potentialgefälle auch in absolut ebenem Gelände ein so ausgesprochen unipolares Leitvermögen der atmosphärischen Luft vorgetäuscht werden, wie es sonst nur auf hohen Berggipfeln beobachtet wird. Ref. fand z. B. im Juli 1902 auf dem der nordfriesischen Insel Juist vorgelagerten ganz ebenen Watt zur Zeit der Ebbe bei einem Potentialgefälle von rund 400 Volt/Meter für den Quotienten $\frac{a-}{a+}$ Zahlen, die durchschnittlich zwischen 2—5 lagen, in einem extremen Falle ergab sich sogar $\frac{a-}{a+}$ 11.

Bei dieser Sachlage wird man dem Vorschlage des Verf., bei der am 29. August 1905 in Spanien stattfindenden totalen Sonnenfinsternis die Zerstreuungsmessungen zu wiederholen, nur zustimmen können. J. Elster.

(Eingegangen 15. Oktober 1904.)

Photochemie.

Besorgt von Prof. K. Schaum.

J. M. Eder u. E. Valenta, Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse. 4°. XII u. 425 + 174 + 167 + 30 + 51 Seiten (5 Teile). Mit 93 Illustrationen im Text und 60 Tafeln. Wien 1904. Aus der K. K. Graphischen Lehr- und Versuchsanstalt. (Kommissionsverlag: W. Knapp, Halle; R. Lechner, Wien.) M. 20,—.

In dem vorliegenden stattlichen Band sind die von den Verf. und ihren wissenschaftlichen Mitarbeitern in den letzten 20 Jahren ausgeführten Untersuchungen vereinigt. Zwar stehen die gesammelten Abhandlungen in innerem Zusammenhang; ein Lehr- oder Handbuch soll das Werk jedoch keineswegs bilden; aber es giebt etwas, was Lehr- und Handbücher nicht oder nicht in dem Masse zu geben vermögen: es zeigt, wie der Mensch mit seinen höheren Zwecken, wie des Forschers Leistungsfähigkeit mit dem Bestreben, immer tiefer in ein Gebiet einzudringen, wächst, wie dementsprechend die Hilfsmittel sich mehr und mehr vervollkommnen, die Genauigkeit der Messungsergebnisse ständig steigt. Dies zu verfolgen, bietet einen hohen Genuss für jeden, der nicht nur nach den Ergebnissen wissenschaftlicher Forschung fragt, sondern auch nach den Wegen, auf denen sie gewonnen sind. Da im übrigen das Studium von Originalabhandlungen neben Lehr- und Handbüchern unentbehrlich ist, wird der Spektroskopiker und der Photochemiker es aufs freudigste begrüssen, dass die wertvollen Arbeiten der bekannten Forscher nunmehr leicht zugänglich gemacht, sowie auch durch bisher nichtpublizierte Abhandlungen und Tafeln erweitert worden sind.

Der Inhalt zerfällt in 5 Teile: 1. Spektralanalytische Untersuchungen. In diesem Abschnitt sind die zahlreichen von der Kaiserlichen Akademie zu Wien im Jahre 1895 mit dem Lieben-Preis ausgezeichneten Arbeiten zusammengestellt, welche die Verf. mit Glas-, Quarz- und Gitterspektrographen ausgeführt haben. Ganz vortrefflich sind die beigegebenen Spektraltafeln in Heliogravüre; sie legen beredtes Zeugnis davon ab, was die wissenschaftliche Photographie im Dienste der Physik und Chemie zu bieten vermag; sie zeigen dem Forscher, wie er die Spektralaufnahmen rationell ausführen.

wie er Vergleichsspektren einphotographieren soll, wie er die Minimumstellung des Prismas auf photographischem Wege ermitteln kann u. a.; auch im Unterricht werden die Tafeln gute Dienste leisten, indem sie die Linienverbreiterung bei höheren Drucken, die Selbstumkehr und zahlreiche andere Phänomene vorzüglich wiedergeben. — 2. Sensitometrie und Photometrie chemisch wirksamer Strahlen-Solarisation. Dieser Teil enthält ausser verschiedene Abhandlungen über chemische Lichtwirkungen (z. B. über das Edersche Quecksilberoxalatphotometer) die grundlegenden Untersuchungen Eders über die Empfindlichkeitsprüfung photographischer Platten; die Apparate, die Messmethoden und die rationelle Verwertung des Zahlenmaterials werden eingehend geschildert; graphische Darstellungen geben ein anschauliches Bild von dem Schwärzungsgesetz photographischer Schichten u. a. Wichtige Versuche über das Wesen der rätselhaften Solarisationsphänomene und eine Tafel, welche die Umkehrungserscheinungen bei Spektralaufnahmen in verschiedenen Stadien zeigt, bilden den Schluss dieses Kapitels. — 3. Verhalten der Silbersalze gegen das Spektrum (Farbensensibilisatoren). Die ersten systematischen Untersuchungen über die von H. W. Vogel entdeckte „optische Sensibilisierung" stammen bekanntlich von Eder (1884); in der Folgezeit hat sich neben ihm ganz besonders Valenta um die Erforschung dieses Gebietes verdient gemacht. Die Sammlung der Arbeiten der genannten Forscher werden demjenigen, der sich mit Untersuchungen über Sensibilisatoren beschäftigt, ebenso zuverlässige Anleitungen geben, wie die reproduzierten vorzüglichen Spektralaufnahmen auf den verschiedenartigsten farbenempfindlichen Plattensorten schnell über die Wahl eines Sensibilisators oder eines Handelsproduktes Rat erteilen. — 4. Spektralanalytische Studien über photographischen Dreifarbendruck. In dieser umfangreichen Studie beschreibt Eder seine spektroskopischen Untersuchungen über die für die Dreifarbenaufnahme wichtigen Lichtfilter, über das Spektrum des von Druckfarben reflektierten Lichtes und über das spektrographische Verhalten der für das Dreifarbenverfahren in Betracht kommenden Plattensorten. Wer glaubt, dass dieses Verfahren — dessen Grundlagen ganz besonders von Maxwell und Helmholtz angegeben wurden — kein Gebiet der wissenschaftlichen Photographie, sondern Sache der Technik sei, wird bei der Durchsicht der vorliegenden Abhandlung seinen Irrtum erkennen. — 5. Untersuchung von Druckfarben. Die in diesem Abschnitt mitgeteilten Studien über Lichtechtheit, Deckkraft etc. von Druckfarben haben vornehmlich für den Farbentechniker Interesse.

Natürlich ist mit dieser kurzen Inhaltsangabe auch nicht annähernd ein Bild von der Reichhaltigkeit des vorliegenden, fast 90 Abhandlungen umfassenden Werkes gegeben. Erwähnt sei noch, dass die 60 Tafeln zum grossen Teil Heliogravüren sind und ferner einige Farbendrucke enthalten. Die Drucklegung des Buches, der Abbildungen und der Tafeln erfolgte in der K. K. Graphischen Lehr- und Versuchsanstalt zu Wien, deren Leiter bekanntlich Eder ist. Dadurch ist es auch wohl einzig und allein möglich gewesen, dass der vortrefflich ausgestattete Band zu einem so erstaunlich billigen Preis abgegeben werden kann, der es jedem Spektroskopiker und Photochemiker ermöglicht, das Werk zu erwerben. Karl Schaum.

(Eingegangen 7. November 1904.)

BESPRECHUNGEN.

Wilhelm Kösters, Der Gummidruck. gr. 8°. VIII u. 108 S. Mit 1 Titelbild, 8 Bildertafeln und 22 Figuren. (Enzyklopädie der Photographie; Heft 51.) Halle a. S., W. Knapp. 1904. M. 3,—.

Das Gummidruck-Verfahren hat in den letzten 10 Jahren in der „künstlerischen" Photographie eine sehr grosse Bedeutung gewonnen, da es von allen Kopierprozessen dem Photographen den grössten persönlichen Einfluss auf die Gestaltung des Bildes gestattet und mit der durch den Prozess bedingten Unschärfe den malerischen Effekt der Bilder erhöht. Aus den gleichen Gründen ist es aber für die wissenschaftliche Photographie die am wenigsten geeignete Abbildungsweise.

Das vorliegende Buch giebt eine leicht verständliche Anweisung zur Herstellung von Gummidrucken und enthält manchen praktischen Rat, der auf eine langjährige Erfahrung des Verfassers schliessen lässt. Was aber über die Theorie des Gummidrucks gesagt ist, zeigt nur, dass seit den grundlegenden Experimenten Eders aus den 80er Jahren keine wesentlichen Fortschritte auf diesem Gebiete gemacht sind. Da heute die Entwicklung dieser Technik zu einem gewissen Abschlusse gekommen ist, so wäre es jetzt wohl an der Zeit, wenn nun die Wissenschaft das Wort ergriffe und wie der Chor in der antiken Tragödie erzählte, weshalb alles so geschehen ist.

Auf einen weit verbreiteten Irrtum sei hier kurz hingewiesen. Trage ich in einem Koordinaten-

system als Abszisse die Skala des Vogelschen Photometers, als Ordinate die Schwärzung eines unter dem betreffenden Skalenteil belichteten photographischen Papieres auf, so kann die entstehende Kurve, da der Lichtverlust grösstenteils durch diffuse Reflektion und nicht durch Absorption erfolgt, nicht eine gerade Linie sein, wie der Verf. auf Seite 58 fälschlich behauptet.

Riesenfeld.

(Eingegangen 20. Oktober 1904.)

E. Holm, Das Photographieren mit Films. gr. 8°. VI u. 64 S. Mit 51 Abbildungen. (Photographische Bibliothek XI.) Berlin, G. Schmidt. 1904. M. 1,20.

Das vorliegende Buch giebt eine sachgemässe Anleitung zum Arbeiten mit Films, wobei die Anfangsgründe der Photographie auf Trockenplatten vorausgesetzt werden. Bei der Besprechung der Vorzüge und Nachteile der Films gegenüber den Glasplatten begeht der Verfasser nicht den häufig bemerkten Fehler, die Vorzüge der von ihm besprochenen Arbeitsweise auf Kosten der anderen allzusehr herauszustreichen.

Auch die beiden vielversprechenden Neuerungen auf dem Gebiete der Filmsphotographie: die N. C. (non curling)-Films der Kodak-Gesellschaft und die Vidilfilms der Leipziger Buchbinderei-Aktiengesellschaft werden eingehend besprochen. Die Vidilfilms bestehen aus Flachfilms, die mit einer Kante auf einen Streifen Papier derartig aufgeklebt sind, dass zwischen je 2 Filmfolien immer ein Raum von der Grösse des betreffenden Bildformates frei bleibt. Das Papier des Unterlagsstreifens ist weiss und durchscheinend, wie Mattglass. Die nicht von Folie bedeckten Stellen werden wie eine Mattscheibe zum Einstellen der jeweils folgenden Filmaufnahme benutzt. Wohl im Interesse der strengen Sachlichkeit lässt der Verfasser unerwähnt, dass der Erfinder dieser Filmpackung ein 15jähriger Knabe, der Sohn des Leiters der Leipziger Buchbinderei-Aktiengesellschaft, Gustav Fritzsche, sein soll.

Riesenfeld.

(Eingegangen 19. Oktober 1904.)

Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik für das Jahr 1904. Herausgegeben von J. M. Eder. Achtzehnter Jahrgang. gr. 8°. X und 660 S. Mit 189 Abbildungen im Texte und 29 Kunstbeilagen. Halle a. S., W. Knapp. 1904. M. 8,00.

Das Edersche Jahrbuch, dessen 18. Jahrgang soeben erschienen ist, ist so bekannt und beliebt, dass es eine lobende Anpreisung nicht mehr nötig hat. Auch dieser Jahrgang enthält wie alle früheren neben dem recht vollständigen Jahresbericht über die Fortschritte der Photographie eine grosse Zahl Originalartikel aus der Feder namhafter Fachgenossen: Abegg, Lüppo-Cramer, Pfaundler, Quincke, Schaum, Valenta u. a. Bei dem reichhaltigen und vielseitigen Inhalte des Buches kann es unmöglich der Zweck dieser Zeilen sein, auf Einzelheiten einzugehen. Im allgemeinen gewinnt man beim Durchblättern des Buches den Eindruck, dass das verflossene Jahr der Photographie keine unerwarteten und bedeutenden Entdeckungen geschenkt hat, dass aber in stiller und gleichmässiger Arbeit viele kleine Erfolge erzielt wurden. Und das gilt auch von den beiden neuen, zuerst mit überschwenglichen Hoffnungen begrüssten Reproduktionsverfahren: der Ozo- und der Katatypie. Riesenfeld.

(Eingegangen 20. Oktober 1904.)

Metallurgie. Zeitschrift für die gesamte metallurgische Technik: Aufbereitung — Metallgewinnung — Metallverwertung unter Ausschluss des Eisenhüttenwesens. Herausgegeben von W. Borchers. Halle a. S., W. Knapp. Erscheint vierzehntägig. Vierteljährlich M. 4,00.

Wieder eine neue Zeitschrift! Die „Metallurgie" soll ausschliesslich der Förderung der metallurgischen Technik ausser derjenigen des Eisenhüttenwesens dienen, da dieses durch „Stahl und Eisen" für Deutschland ausreichend vertreten ist. Dem übrigen Metallhüttenwesen fehlte bisher ein Organ, das nur dieses Gebiet pflegte. Ob trotz dessen ein Bedürfnis für die Gründung einer neuen Zeitschrift vorlag, ist schwer zu sagen. Durch ihr Fortbestehen wird das neue Blatt erst seine Existenzberechtigung zu erweisen haben, denn jede Zeitschrift ist eben — mehr oder weniger — auch ein pekuniäres Unternehmen. Riesenfeld.

(Eingegangen 20. Oktober 1904.)

C. E. Bergling, Stereoskopie für Amateur-Photographen. gr. 8°. IV u. 58 S. Zweite durchgesehene Auflage. Mit 24 Figuren. (Photographische Bibliothek III.) Berlin, G. Schmidt. 1904. M. 1,20.

W. Scheffer, Anleitung zur Stereoskopie. Mit einem Anhang: Steroskopische Formeln u. a. gr. 8°. VIII u. 99 S. Mit 37 Abbildungen. (Photographische Bibliothek XXI.) Berlin, G. Schmidt. 1904. M. 2,50.

Wenn ein Verlag in der gleichen Bibliothek zwei Bücher des gleichen Inhalts erscheinen lässt, so muss er wohl selbst das Gefühl gehabt haben, dass zum mindesten das erste Buch den gedachten Zweck nicht völlig erfüllt.

Diesem Urteil kann sich der Referent nur anschliessen. Herr Bergling giebt nicht etwa

eine Beschreibung, wie eine typische Stereoskop-Kamera und die gebräuchlichen Stereoskope gebaut sind oder eine Anleitung, wie eine stereoskopische Aufnahme gemacht wird. Er stellt nur ganz allgemeine „Forderungen" dafür auf. Diese scheinen dem Referenten zum Teil selbstverständlich zu sein und mit der Stereoskopie an sich nichts zu thun zu haben wie z. B. die folgende: „Die Kassette muss nicht nur so eingerichtet sein, dass die Platte in der Richtung nach den Objektiven zu, in der Kassette eine feste Lage einnimmt, sondern auch so, dass die Platte in Bezug auf die Kanten der Kassette immer dieselbe Lage behauptet."[1])

An Stelle eines Hinweises auf einige der vielen überall im Handel für 3 bis 300 Mark erhältlichen Stereoskope, zieht der Verfasser es vor, Masse und Zeichnungen anzugeben, nach denen ein „geschickter Optiker das Stereoskop wird anfertigen können".

Die von Herrn Scheffer geschriebene Anleitung dürfte ihre Aufgabe weit besser erfüllen. Die neuesten stereoskopischen Aufnahme- und Betrachtungsapparate sind abgebildet und kurz beschrieben. Auch ist eine vom Verf. erst kürzlich angegebene Versuchsanordnung zur mikrostereoskopischen Photographie bereits in das Buch mit aufgenommen. Doch hat sich der Verfasser eine — vielleicht unnötige — Beschränkung auferlegt, da er nur die Frage bespricht, wenn stereoskopische Aufnahmen die subjektiven Eindrücke perspektivisch richtig wiedergeben. Ein ganz besonders reizvolles und für manche Zwecke gewiss wertvolles Arbeitsfeld liegt doch auch in Aufnahmen mit unnatürlicher (übertriebener oder verringerter) Okulardistanz. Ferner glaubt der Referent, dass das in erster Linie für den gebildeten Laien bestimmte Büchlein nur gewonnen hätte, wenn der mathematisch frisierte Anhang fortgeblieben wäre. Riesenfeld.

1) S. 33.

(Eingegangen 19. Oktober 1904.)

Het Natuurkundig Laboratorium der Rijks-Universiteit te Leiden in den Jahren 1882—1904. Gedenkboek aangeboden aan den Hoogleeraar H. Kamerlingh Onnes, Directeur van het Laboratorium, bij Gelegenheid van zijn 25-jarig Doctorat. op 10. Juli 1902. Leiden, bei Eduard Ijdo. 1904.

Der vorliegende Jubelband zur Feier von Kamerlingh Onnes' 25jährigem Doktorjubiläum ist von Freunden und Schülern desselben herausgegeben, um dem Jubilar einen Überblick über die Leistungen des von ihm geleiteten „Natuurkundig Laboratorium" der Reichs-Universität Leiden zu geben, und die Kenntnis davon zugleich in weiteren Kreisen zu verbreiten.

Nach einer einleitenden Vorrede von J. Bosscha behandelt der erste Hauptteil des stattlichen und vorzüglich illustrierten Bandes das Laboratorium selbst, dessen eingehende Beschreibung von H. Haga und E. van Everdingen unter Mitwirkung von L. H. Siertsema, R. Sissingh und P. Zeeman abgefasst ist.

Der zweite Hauptteil umfasst dann die von J. D. van der Waals und J. P. Kuenen unter Mitarbeit von M. de Haas, Chr. M. A. Hartman und J. E. Verschaffelt gegebene Beschreibung der im Institut ausgeführten thermodynamischen Untersuchungen. Hier giebt zunächst van der Waals einen Überblick über Kamerlingh Onnes' eigene Arbeiten, dann folgt J. P. Kuenens Zusammenstellung über Kondensation und kritische Erscheinungen von Gemischen, und daran schliessen sich weiter Abschnitte über Isothermen binärer Gemenge, Isothermen zweiatomiger Gase, Konstruktion der ψ-Fläche für Gemenge von zwei Stoffen, über kapillare Steighöhe und innere Reibung von Flüssigkeiten.

Der dritte Hauptteil ist von H. A. Lorentz unter Beihilfe von E. van Everdingen, L. H. Siertsema, R. Sissingh, C. H. Wind und P. Zeeman bearbeitet und betrifft die optischen und magnetooptischen Untersuchungen. Reflexionsvermögen, Drehung der Polarisationsebene, namentlich im Magnetfeld, Kerr- und Zeemanphänomen sind die Hauptgegenstände dieses Teiles.

Das vierte und letzte Hauptkapitel behandelt die durch P. Zeeman unter Mitwirkung von E. van Everdingen, A. Lebret und H. A. Lorentz dargestellten elektrischen Untersuchungen. Hier werden Messungen über den Halleffekt, von Dielektrizitätskonstanten und Absorption elektrischer Schwingungen in Salzlösungen behandelt.

Das Ganze stellt eine würdige Jubiläumsgabe für H. Kamerlingh Onnes dar. E. Bose.

(Eingegangen 16. Oktober 1904.)

Contributions from the Jefferson Physical Laboratory of Harvard University. Band I. Jahresbericht für 1903. Cambridge, Mass., U. S. A.

Mit dem vorliegenden Bande beginnt die jährliche Herausgabe eines Bandes, welcher die in einem Jahre im Jefferson Physical Laboratory der Harvard-Universität ausgeführten wissenschaftlichen Arbeiten enthält. Das unter der Leitung von John Trowbridge stehende Institut hat in neuerer Zeit erhebliche Geldmittel zur Verfügung, die auch zur Ausführung von Untersuchungen instand setzen, welche nur mit grösseren Mitteln mit Aussicht auf Erfolg in Angriff genommen werden können.

Der Inhalt des vorliegenden Bandes wird von 14 Arbeiten gebildet, welche sich folgen-

dermassen auf die einzelnen Mitarbeiter verteilen:

John Trowbridge: Über die Spektra von Gasen und Metallen bei hohen Temperaturen.

Theodore Lyman: Über die Verlängerung der Spektrallinien; eine Erklärung der falschen Spektra (Geister) von Diffraktionsgittern.

Edwin H. Hall: C_v in Flüssigkeiten und das a der van der Waalsschen Gleichung im Falle von Wasser; weichen fallende Körper nach Süden ab? I. und II. Teil; Versuche über die Ablenkung fallender Körper.

B. O. Peirce, Über die Wärmeleitfähigkeit gewisser Felsarten der Calumet- und Hecla-Minen; über Kurvengattungen, welche Linien gewisser ebener solenoidaler oder lamellarer Vektoren darstellen; über die Linien gewisser Klassen von solenoidalen oder lamellaren Vektoren, die bezüglich einer Achse symmetrisch sind; über verallgemeinerte räumliche Differentiation zweiter Ordnung.

W. E. Mc Elfresh: Der Einfluss okkludierten Wasserstoffs auf den elektrischen Widerstand von Palladium.

Thomas C. Mc Kay: Über die Abhängigkeit des Hallefekts von der Stromdichte beim Gold.

George W. Pierce: Über die Cooper-Hewitt-Quecksilberlampe als Funkenstrecke. Im Auszuge erschienen diese Zeitschrift **5**, 426, 1904.

Harry W. Morse und George W. Pierce: Diffusion und Übersättigung in Gelatine.

Die gesammelten Arbeiten sind zwar sämtlich schon an anderer Stelle erschienen, geben aber in der Zusammenstellung hier ein lebhaftes Bild von dem geistigen Leben eines wissenschaftlichen Instituts und dessen Jahresertrag.

E. Bose.

(Eingegangen 16. Oktober 1904.)

Berichtigungen.

In der Arbeit, A. Wassiljewa „Wärmeleitung in Gasgemischen" (diese Zeitschr. **5**, 737, 1904) ist zu setzen:

Seite 737 statt $\varkappa \varrho \bar{c} \lambda = R$: $\varkappa \varrho \bar{c} \lambda = \mathfrak{R}$.

" " " $L = c_v R$: $L = c_v \mathfrak{R}$.

" 738 " $L = \frac{n_1}{n_1 + n_2} \frac{\varkappa \varrho_1 \bar{c}_1 \lambda_1}{(\gamma_1 - 1) M_1} + \frac{n_2}{n_1 + n_2} \frac{\varkappa \varrho_1 \bar{c}_1 \lambda_1}{(\gamma_1 - 1) M_1}$:

$$L = \frac{n_1}{n_1 + n_2} \frac{\varkappa \mathfrak{R} \varrho_1 \bar{c}_1 \lambda_1}{(\gamma_1 - 1) M_1} + \frac{n_2}{n_1 + n_2} \frac{\varkappa \mathfrak{R} \varrho_1 \bar{c}_1 \lambda_1}{(\gamma_1 - 1) M_1}.$$

Seite 739 statt $\varkappa \varrho_1 \bar{c}_1 \lambda_1' = \frac{n}{n_1} \frac{R}{1 + \frac{n_2}{n_1} A}$:

$$\varkappa \varrho_1 \bar{c}_1 \lambda'_1 = \frac{n}{n_1} \frac{\mathfrak{R}}{1 + \frac{n_2}{n_1} A}.$$

" " " $\left(\frac{s_2}{s_1}\right)^2 = \frac{R_1 \varrho_2 c_2}{R_2 \varrho_1 \bar{c}_2}$: $\left(\frac{s_2}{s_1}\right)^2 = \frac{\mathfrak{R}_1 \varrho_2 \bar{c}_2}{\mathfrak{R}_2 \varrho_1 \bar{c}_1}$.

In der Mitteilung E. v. Aubel „Über die Zersetzung von Jodoform unter der Einwirkung von Sauerstoff und von Lichtstrahlen" (diese Zeitschr. **5**, 637, 1904) ist in der 2. Spalte, 25. Zeile von oben „65^0" statt „45^0" zu lesen.

Briefkasten.

Zur Richtigstellung!

In Nr. 21 dieser Zeitschrift (**5**, 663, 1904) findet sich in dem Bericht über die diesjährige Naturforscher-Versammlung ein Vortrag von Herrn Dr. W. Scheffer-Friedenau abgedruckt „Über Beziehungen zwischen stereoskopischen Aufnahme- und Beobachtungsapparaten."

Herr Dr. Scheffer resumiert seine Ausführungen schliesslich in dem angeblich neuen Satze, dass bei richtiger Wiedergabe telestereoskopischer Aufnahmen „Brennweite der Aufnahmeobjektive dividiert durch die Distanz der Aufnahmeobjektive gleich Brennweite der Stereoskoplinien dividiert durch die Pupillendistanz (65 mm)" sein müsse.

In eine Formel gekleidet heisst das also

$$\frac{F}{D} = \frac{f}{d}.$$

Dieser Satz ist selbst in seiner Allgemeinheit nicht neu, und es heisst den bekannten scharfen Blick Helmholtz' gewaltig unterschätzen, wenn Herr Dr. Scheffer annimmt, dass ihm diese — übrigens auch anderen selbstverständliche — Forderung entgangen wäre. In seiner „Physiol. Optik", 2. Aufl., S. 832 (682) sagt Helmholtz bei der Besprechung des Telestereoskops:

„Da die Entfernung der Spiegel an dem Instrumente 1080 mm beträgt, so ist sie 16 mal grösser als die der menschlichen Augen, und die stereoskopischen Unterschiede werden also 16 mal grösser, als für unbewaffnete Augen. Da die Vergrösserung auch eine 16 malige ist, so ist die Wirkung des Instruments die, als sehe man das Objekt mit unbewaffneten Augen aus einer 16 mal kleineren Entfernung, als man es wirklich sieht".

Wieder in eine Formel gekleidet heisst das

$$\left(\text{Fernrohrvergrösserung} = \frac{F}{f}\right) \frac{F}{f} = \frac{D}{d} = 16$$

und das ist nichts anderes, als die von Herrn Dr. Scheffer mitgeteilte Beziehung

$$\frac{F}{D} = \frac{f}{d}.$$

K. Martin-Rathenow.

(Eingegangen 8. November 1904.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

An der technischen Hochschule zu Berlin habilitierte sich bei der Abteilung für Schiff- und Schiffsmaschinenbau Dr. Ing. Konrad Arldt für „Die Anwendung der Elektrizität im Schiffbau, Werftbetrieb und Hafenbau".

Ernannt wurden der a. o. Professor der Mathematik Dr. Joly in Lausanne zum Ordinarius, der bisherige Privatdozent für Mathematik an der Leipziger Universität, Dr. Heinrich Liebmann, zum ausseretatsmässigen a. o. Professor in der philosophischen Fakultät, der Erste Assistent am chemischen Laboratorium Dr. Roland Scholl zu Karlsruhe zum etatsmäßigen a. o. Professor der Chemie an der Technischen Hochschule, der Privatdozent für Physik an der Erlanger Universität Dr. Arthur Wehnelt zum a. o. Professor für theoretische und angewandte Physik.

Dr. Georg Edler von Georgievics, Professor für chemische Technologie an der höheren k. k. Staatsgewerbeschule in Bielitz, ist als Nachfolger des Hofrates Professor Karl Zulkowski an die deutsche technische Hochschule in Prag berufen worden.

Die physikalisch-mathematische Gesellschaft zu Kasan hat dem Professor der Mathematik Dr. Hilbert in Göttingen für sein Werk über die Grundlagen der Geometrie den Lobatschewsky-Preis zuerkannt.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 25. | 15. Dezember 1904. Redaktionsschluss für No. 1 am 21. Dezember 1904. | 5. Jahrgang.

INHALT:

An unsere Leser!

Seit vor 5 Jahren diese Zeitschrift gegründet wurde, hat die Physik nach verschiedenen Seiten hin eine ungeahnte Entwickelung genommen. Die Zahl derer, die mitarbeitend daran teilnehmen, ist erheblich gestiegen, der Eifer, der alle beseelt, ist so gross wie nur je zuvor, und die Zahl der erscheinenden Publikationen ist daher gewaltig gestiegen. Da ist es begreiflich, dass der ursprünglich beabsichtigte Umfang der Zeitschrift bei weitem nicht mehr einzuhalten ist. Für die Festsetzung des bisherigen Abonnementspreises von 20 Mark jährlich war ein durchschnittlicher Umfang einer Nummer von etwa drei Druckbogen angenommen. Dieser ist schon im 4. Bande der Zeitschrift wesentlich überschritten worden; im nunmehr vollendeten 5. Jahrgange aber ist der durchschnittliche Umfang jeder Nummer auf über vier Bogen gestiegen. Eine Verminderung des Umfanges ist bei dem gewaltigen Andrange von Material in absehbarer Zeit nicht zu erwarten und eine Preiserhöhung daher nicht mehr zu umgehen. Eine solche wird gewiss als durchaus gerechtfertigt angesehen werden.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint daher nunmehr monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich vier Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich.

Herausgeber, Redaktion und Verlag der Physikalischen Zeitschrift.

E. Riecke. Hermann Th. Simon. E. Bose. S. Hirzel.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die experimentelle Entscheidung der Frage, ob sich der Lichtäther mit der Erde bewegt oder nicht.

Von A. Schweitzer.

In Jahrg. 5, 585 (u. 604) d. Ztschrift macht Herr Prof. W. Wien zwei Vorschläge zu Versuchen, welche die Frage entscheiden sollten, ob sich der Lichtäther mit der Erde bewegt oder nicht. Beide Versuche beruhen auf Messungen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes einmal in und einmal entgegen der Richtung der Erdbewegung. Schreiber dieses befasste sich vor vier Jahren auch mit obiger Frage und kam zu der gleichen Idee, wie Herr Prof. W. Wien; er untersuchte verschiedene Versuchsanordnungen zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in einer Richtung nach Analogie der Methode von Foucault und derjenigen von Fizeau auf die erreichbare Genauigkeit.

Die Versuchsanordnung nach Foucault mit

zwei synchron rotierenden Spiegeln ist weniger genau und weniger leicht ausführbar. Denn, wenn man auch einen vollkommenen Synchronismus in der Rotation der beiden Spiegel unschwierig herstellen kann, so müsste man doch an zwei verschiedenen Beobachtungsorten je eine Länge auf mindestens $^1/_{10000}$ genau bestimmen, um die gestellte Frage zu entscheiden. Weit genauer und einfacher kann man mit einer Versuchsanordnung nach der Methode von Fizeau einen eventuellen Einfluss der Erdbewegung nachweisen. Wie im folgenden gezeigt werden soll, kommt es bei entsprechender Anordnung nur darauf an, Unterschiede in der Lichtmenge zweier Strahlenbüschel von circa 1 Proz. einer angegebenen Lichtmenge zu messen, falls die von den Lichtstrahlen zurückgelegte Strecke etwa 10 km beträgt.

In obiger Figur bedeuten Z_1 und Z_2 zwei vollkommen gleich dimensionierte Fizeausche Zahnräder, deren Drehachsen zusammenfallen und in Richtung der Erdbewegung liegen. Diese gehe z. B. von Z_1 nach Z_2. Um den Versuch ausführen zu können, ist es notwendig, dass beide Zahnräder mit vollkommen gleicher Geschwindigkeit in Rotation gebracht werden. Dies ist leicht möglich, wenn die beiden Zahnräder durch je einen Synchronmotor (SM_1 und SM_2) angetrieben werden, welche der gleiche Wechselstrom-Generator speist. Da die Tourenzahl der Zahnräder womöglich variierbar sein soll, so müssten die Motoren mit mehreren Vorgelegen versehen sein, oder sollte noch besser die Tourenzahl des speisenden Generators von der Beobachtungsstation beim Zahnrade Z_1 aus geändert werden können. L bedeutet eine starke Lichtquelle, deren mit Hilfe einer Kondensatorlinse [1]) parallel gemachten Strahlen durch den verstellbaren zweifachen Spalt D in zwei Strahlenbüschel geteilt werden. Das eine derselben wird mittels der Spiegel s_1 und s_2 durch die Zahnlücken des Rades Z_1 und Z_2 geführt, das Lichtbündel bewegt sich in diesem Falle also vom Zahnrad Z_1 zu Z_2. Hinter dem Zahnrad Z_2 wird das Strahlenbüschel durch die Spiegel s_2 und s_3 wiederum zur Beobachtungsstation zurückgeführt und fällt dort auf das Bolometer B_1. Das zweite Strahlenbüschel wird zunächst durch die Spiegel s_5, s_6, s_7 und s_8

1) Die verschiedenen, bei der Versuchsanordnung nötigen Linsen sind in der Figur nicht eingezeichnet.

hinter das Zahnrad Z_2 geführt, durchläuft nun die Zahnlücken der beiden Zahnräder in Richtung von Z_2 nach Z_1 und fällt auf das Bolometer B_2.

Zur Ausführung des Versuches würde man zunächst bei ruhenden Zahnrädern die Lücken derselben zur Deckung bringen, so dass die gesamte Lichtmenge der beiden Strahlenbüschel auf die beiden Bolometer gelangt. Diese sind möglichst gleich gebaut, gleich empfindlich und in zwei Seiten einer Wheatstoneschen Brückenschaltung eingestellt. Durch Verstellung der Breiten der beiden Spalte D werden sodann die Bolometer abgeglichen; schwankt nun auch die Lichtstärke der Quelle L im Laufe des Versuches, so wird hierdurch die Abgleichung der Bolometer nicht gestört. Es kann hierauf direkt zur Entscheidung der gestellten Frage geschritten werden, indem beide Zahnräder in synchronen Lauf gebracht werden. Bewegt sich der Äther mit der Erde, so müsste die Abgleichung der Bolometer bestehen bleiben, denn das Verhältnis der Lichtmengen, welche auf die beiden Bolometer fallen, müsste das gleiche sein wie bei ruhenden Zahnrädern; im anderen Falle tritt eine Änderung in diesem Verhältnis auf, welche sich durch einen Strom in der Brücke der Wheatstoneschen Schaltung bekannt geben würde.

Wie gross kann nun im besten Falle dieser Unterschied in den beiden Lichtmengen sein? Es sei c die Lichtgeschwindigkeit, v die Erdgeschwindigkeit, l der Abstand der beiden Zahnräder, z die Zahl der Zähne und Lücken eines Zahnrades, endlich n die sekundliche Umdrehungszahl der beiden Räder. Es braucht sodann das Licht, um in Richtung der Erdbewegung vom Zahnrad Z_1 nach Z_2 zu gelangen, die Zeit:

$$t' = \frac{l}{c+v},$$

und in umgekehrter Richtung:

$$t'' = \frac{l}{c+v}.$$

Während dieser Zeiten haben sich die Zahnräder um die Breiten $\Delta z'$ respektiv $\Delta z''$ eines Zahnes verschoben, wobei

$$\Delta z' = t' z \cdot n \text{ und } \Delta z'' = t'' z n.$$

Ist $\Delta z = 1$, so ist an Stelle einer Lücke gerade ein Zahn gekommen, für $\Delta z = 2$ ist an Stelle einer Lücke abermals eine Lücke getreten u. s. w. Unter der Annahme, dass die Breite der Zähne gleich der Breite der Lücken ist, wird für jede ungerade ganze Zahl von Δz die Lichtmenge, welche auf das Bolometer fällt, gleich Null sein, für jede gerade ganze Zahl hingegen ein Maximum, für dazwischen liegende Werte von Δz ist der Wert der Lichtmenge gleich dem Unterschiede von

Δz von der zunächst liegenden ungeraden ganzen Zahl multipliziert mit der maximalen Lichtstärke.

Aus obigen Gleichungen erhalten wir:

$$\Delta z' = \frac{z n l}{c - v} \text{ und } \Delta z'' = \frac{z n l}{c + v} \text{ oder}$$

$$\Delta z'' = \Delta z' \frac{c - v}{c + v} \sim \Delta z' \left(1 - \frac{1}{5000}\right)$$

Es möge z. B. der Durchmesser der Zahnräder 0,5 m betragen, in diesem Falle können noch 2500 Zähne Platz finden, d. h. es wird $z = 5000$, ist das Material der Zahnräder Nickelstahl, so ist eine sekundliche Tourenzahl $n = 300$ noch zulässig, weiter sei $l = 10$ km.

Diese Werte eingesetzt, ergiebt etwa für

$$\Delta z' = 50 \text{ und } \Delta z'' = 50 - \frac{1}{100}.$$

$\Delta z'$ entspricht der maximalen Lichtmenge Φ_{max}, $\Delta z''$ einer Lichtmenge 0,99 Φ_{max}, d. h. die auf die beiden Bolometer fallenden Lichtmengen sind um 1 Proz. der maximalen Lichtmenge Φ_{max} verschieden, auch bei einer anderen Tourenzahl in der Nähe von $n = 300$ wird der Unterschied der Lichtmengen etwa 1 Proz. von Φ_{max} betragen, also eine Grösse, die mit grosser Genauigkeit nachweisbar wäre. Eine Vergrösserung dieses Unterschiedes wäre noch durch Vergrösserung des Abstandes der beiden Zahnräder möglich, die angenommenen Werte für z und n sind so ziemlich die maximal erreichbaren.

Obzwar ich aus obigen Betrachtungen ersehen konnte, dass eine Entscheidung der Frage, ob sich der Lichtäther mit der Erde bewegt oder nicht, mit grosser Genauigkeit möglich ist, konnte ich die Versuche leider doch nicht ausführen, denn eine Berechnung der Kosten der verschiedenen nötigen Apparate zeigte mir, dass es hierzu Mittel bedarf, die mir hier nicht zur Verfügung standen.

Zürich, den 23. Oktober 1904.

(Eingegangen 26. Oktober 1904.)

Erwiderung auf die Bemerkungen des Herrn G. Seibt „Über den Zusammenhang zwischen dem direkt und dem induktiv gekoppelten Sendersystem für drahtlose Telegraphie".[1])

Von J. Zenneck.

1. Herr Seibt schreibt, er könne aus meiner Mitteilung[2]) nur entnehmen, dass „die beiden Fälle" — direkt und induktiv gekoppelter Sender — „nur nahezu Identisches ergeben, und dass ein, wenn auch kleiner Unterschied zwischen beiden bestehen bleibt". Dass bei Vernachlässigung der Widerstände die galvanische Koppelung und damit der einzige Unterschied zwischen beiden Schaltungsarten wegfällt, sei in meiner Mitteilung[2]) nicht enthalten gewesen.

Ich hatte untersucht, wie die Verhältnisse thatsächlich liegen, nicht wie sie sich darstellen, wenn man etwas vernachlässigt. Thatsächlich aber sind die beiden Schaltungen nicht identisch, sondern sie unterscheiden sich dadurch, dass bei der direkten Schaltung zur magnetischen Koppelung noch eine galvanische hinzukommt. Stellt man sich also auf den strengen Standpunkt, so ist das Resultat von Herrn Seibt[3]), dass der direkt gekoppelte Sender ein Spezialfall des induktiv gekoppelten sei, unrichtig, meine Angabe[2]) richtig.

In allen praktisch wichtigen Fällen tritt beim direkt gekoppelten Sender der Einfluss der galvanischen Koppelung zurück gegen denjenigen der magnetischen; man kann also praktisch von der galvanischen Koppelung absehen. Stellt man sich auf diesen praktischen Standpunkt, so ist das Resultat von Herrn Seibt zwar richtig, aber es ist nicht neu, da dasselbe in meiner Mitteilung schon klar ausgesprochen war.[4])

2. Meine Behandlung der Sache charakterisiert Herr Seibt als „allgemein gehaltene Bemerkung"[5]), seine Behandlung scheint er als „eine prägnante, mathematische Formulierung" anzusehen.[6])

Meine Mitteilung war für Fachgenossen berechnet, welche diesen Fragen nahestehen. Dass sie von diesen vollkommen richtig beurteilt wurden[7]), genügt mir.

Dass aber die Arbeit des Herrn Seibt „eine prägnante, mathematische Formulierung" der Sache bilde, kann ich nicht anerkennen. Was Herr Seibt gethan hat, ist folgendes: er

1) G. Seibt, diese Zeitschrift 5, 627, 1904.

2) J. Zenneck, diese Zeitschrift 4, 657, 1903: „Setzt man die Differentialgleichungen einmal für die direkte Schaltung . . . und dann für die entsprechende induktive Schaltung . . . an, so sieht man unmittelbar, dass die beiden Fälle nahezu Identisches ergeben. Der einzige Unterschied ist der: zu dem Glied, welches bei der induktiven Schaltung die wechselseitige Induktion (magnetische Koppelung) zwischen Kondensatorkreis und Sendersystem . . . ausdrückt, kommt bei der direkten Schaltung noch ein Glied hinzu, das von der galvanischen Koppelung herrührt."

3) G. Seibt, diese Zeitschrift 5, 455, 1904.

4) J. Zenneck, diese Zeitschrift 4, Seite 657, Fussnote heisst es: „dass die Wirkung der galvanischen Koppelung gegenüber derjenigen der magnetischen Koppelung in allen praktisch wichtigen Fällen verschwindet".

5) G. Seibt, diese Zeitschrift 5, 627, 1904: „wenn übrigens eine derartige, allgemein gehaltene Bemerkung zur Begründung eines Prioritätsanspruches herangezogen werden soll" etc.

6) G. Seibt, diese Zeitschrift 5, 627, 1904: „Was noch fehlte, das war eine prägnante mathematische Formulierung dieser Erkenntnis" etc.

7) Vgl. J. Braun, diese Zeitschrift 5, 193, 1904; L. Mandelstam, diese Zeitschrift 5, 245, 1904; G. Eichhorn, Die drahtlose Telegraphie. Leipzig 1904. S. 214. Warum ich nicht näher auf den Gegenstand einging, habe ich ausdrücklich angegeben.

hat eine Beziehung, die er in vollständiger Weise aus den Differentialgleichungen hätte ablesen können[2]), in unvollständiger Weise[8]) aus den integrierten Gleichungen abgeleitet.

3. Ferner heisst es bei Herrn Seibt[1]): „Ich habe schon damals" — d. h. 1½ Jahre vor meiner Mitteilung — „die Erkenntnis von der Zusammengehörigkeit der beiden Koppelungsarten als so naheliegend betrachtet, dass es mir nicht der Mühe wert schien, darauf wie auf einen besonderen Fortschritt hinzuweisen". Sollte Herr Seibt dies so meinen, dass er schon damals das Verhältnis der beiden Schaltungsarten richtig übersehen habe, so wäre es schwer zu verstehen, warum er es damals nicht für der Mühe wert hielt, darauf hinzuweisen, während er es jetzt für der Mühe wert hält, eine ganze Abhandlung über diesen Gegenstand zu schreiben, trotzdem inzwischen meine Mitteilung veröffentlicht war, die Herr Seibt kannte.

4. Endlich macht Herr Seibt[1]) auf folgende Stelle seiner Dissertation aufmerksam: „Natürlich lassen sich diese Experimente" — gemeint sind Resonanzversuche mit Spulen „auch mit dem Tesla-Transformator, der ja das gleiche Verhalten wie der Oudinsche Resonator zeigt, anstellen." Er fügt hinzu[1]): „der Tesla-Transformator entspricht, wie in den vorhergehenden Abschnitten ausgeführt worden ist, der induktiven, der Oudinsche Resonator der direkten Erregung." Wie weit in der ersten Bemerkung etwas Allgemeines über das Verhältnis der direkten und induktiven Schaltung bei der drahtlosen Telegraphie enthalten ist[9]), überlasse ich dem Urteil des Lesers.

8) Herr Seibt vernachlässigt alle Glieder, welche den Widerständen proportional sind. Er unterdrückt dadurch nicht nur gerade dasjenige Glied, welches den Unterschied der beiden Schaltungsarten ausmacht, sondern seine Gleichungen werden auch ungenau zur Bestimmung der Wechselzahlen und unbrauchbar zur Bestimmung der Amplituden (vgl. P. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 512ff., 1904).

9) Dass man bei Versuchen mit schnellen Schwingungen beliebig die eine oder andere Schaltung verwenden kann, ist lange vor der Veröffentlichung des Herrn Seibt bekannt gewesen. Oudin selbst bespricht (Compt. rend. 6. Juni 1898) mehrere Versuche mit seiner Anordnung, die mit bekannten Versuchen mit dem Tesla-Transformator identisch sind. Herr Professor F. Braun hat gleich in seiner ersten Patentanmeldung (eingereicht am 14. Oktober 1898) für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie beide Schaltungen nebeneinander vorgeschlagen.

Strassburg, Els., physikalisches Institut.

(Eingegangen 9. November 1904.)

Bemerkung zu den Arbeiten von F. Koláček, A. Heydweiller und R. Gans über Magnetostriktion.

Von Shizuwo Sano.[1])

Die Schwierigkeit, irreversible Erscheinungen, wie magnetische Hysteresis, Verzögerung, elektrischen Strom u. s. w., in Betracht zu ziehen, ist so gross, dass ich in der vorliegenden Arbeit all diese Wirkungen ausschliessen werde.

F. Koláček[2]) fand, dass die vom Magnetismus herrührende x-Komponente der mechanischen Kraft für die Volumeneinheit ist:

$$\Xi = \frac{\partial}{\partial x}\left(W_1 + \frac{b\beta + c\gamma}{4\pi} + \frac{\partial W_1}{\partial x_x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{a\beta + b\alpha}{8\pi} + \frac{\partial W_1}{\partial x_y}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{c\alpha + a\gamma}{8\pi} + \frac{\partial W_1}{\partial z_x}\right),$$

wo $a, b, c, \alpha, \beta, \gamma, x_x, y_y, z_z, y_z, z_x, x_y$ bezw. die Komponenten der magnetischen Induktion, der magnetischen Kräfte und die Deformationsgrössen im Punkte (x, y, z) sind. Hier ist

$$W_1 = \frac{1}{4\pi}\int_0^{a,b,c}(\alpha\, d a + \beta\, d b + \gamma\, d c),$$

wo $x_x, y_y \ldots x_y$ und die Temperatur Θ während der Integration konstant gehalten sind; und die unabhängigen Variabeln in den Differentialquotienten von W_1 in obigem Ausdruck für Ξ sind $a, b, c, x_x, y_y \ldots x_y$ und Θ. Der Ausdruck kann gleich auf die Form

$$\Xi = \frac{1}{4\pi}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(a\alpha - \psi - \frac{\partial\psi}{\partial x_x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{2}(\alpha\beta + b\alpha) - \frac{\partial\psi}{\partial x_y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{2}(c\alpha + a\gamma) - \frac{\partial\psi}{\partial z_x}\right)\right] \tag{1}$$

gebracht werden. Hier ist:

$$\psi + \int_0^{\alpha,\beta,\gamma}(a\, d\alpha + b\, d\beta + c\, d\gamma),$$

wo $x_x, y_y \ldots x_y$ und Θ als Parameter betrachtet werden. Bei der Differenzierung von ψ sind $\alpha, \beta, \gamma, x_x, y_y \ldots x_y$ und Θ als die unabhängigen Variabeln angenommen worden, und diese gleiche Annahme soll im folgenden beibehalten werden.

Für den Fall, dass ψ eine lineare Funktion der Deformationsgrössen ist, erhielt ich[3]) die Gleichung

$$\Xi = \frac{1}{4\pi}\left[\frac{\partial}{\partial x}(a_0\alpha - \psi_0 - \psi_1) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{2}(a_0\beta + b_0\alpha) - \psi_6\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{2}(c_0\alpha + a_0\gamma) - \psi_5\right)\right], \tag{2}$$

1) Reports of the meetings of the Tokyo Physico-Mathematical Society **2**, Nr. 14, 1904.

2) Franz Koláček, Ann. d. Phys. (4) **13**, 1, 1904.

3) S. Sano, Reports of the meetings of the Tokyo Physico-Mathematical Society **1**, 52, 1902. — Diese Ztschr. **3**, 401, 1902, wo für „Zugkomponenten" „Druckkomponenten" zu lesen ist.

wo $\psi_0, \psi_1 \ldots \psi_6$ von den Deformationsgrössen unabhängige Grössen sind und

$$\psi = \psi_0 + \psi_1 x_x + \psi_2 y_y + \psi_3 z_z + \psi_4 y_z + \psi_5 z_x + \psi_6 x_y,$$

$$a_0 = \frac{\partial \psi_0}{\partial \alpha}, \quad b_0 = \frac{\partial \psi_0}{\partial \beta}, \quad c_0 = \frac{\partial \psi_0}{\partial \gamma}$$

ist. Diese Methode kann ohne jede Schwierigkeit auf den von Koláček betrachteten Fall ausgedehnt werden. Es ist ganz klar, dass (1) und (2) miteinander vereinbar sind.

Wird die Oberflächenspannung durch den Magnetismus beeinflusst, oder hängt die magnetische Induktion vom Temperaturgradienten ab, so versagt die obige Betrachtung. In meiner oben angeführten Arbeit und in einer anderen Veröffentlichung über die Magnetostriktion natürlich isotroper Körper[1]) wurden alle Teile der untersuchten Substanz als auf gleichförmiger Temperatur befindlich angenommen. In Koláčeks Fall[2]) ist die gleiche Annahme gemacht, obschon er es nicht ausdrücklich feststellt. Wenn sich die Temperatur von Punkt zu Punkt ändert, so kann das System, genau genommen, nicht im Gleichgewicht sein. Man kann aber unter günstigen Umständen von der Ungleichheit der Temperatur herrührende irreversible Erscheinungen mit einiger Annäherung vernachlässigen. Es lässt sich leicht zeigen, dass (1) auch in diesem Falle gilt, vorausgesetzt, dass die elektrische Wirkung vernachlässigt werden kann.

Der Einfachheit wegen wollen wir uns auf den Fall von Flüssigkeiten beschränken. Es sei die Schwerkraft in der Richtung x die einzige auf den betrachteten Körper wirkende äussere Kraft, und das System möge an jedem Punkte eine adiabatische virtuelle Verrückung ausführen. Dann ist die Gleichgewichtsbedingung des Systems

$$\delta \int (E - \varrho g x)\, d\tau = 0,$$

wo E die innere Energie für die Volumeneinheit, ϱ die Dichte, g die Schwerkraftsbeschleunigung und $d\tau$ das Volumenelement ist. F und Φ seien bezw. die freie Energie und die Entropie, beide bezogen auf die Volumeneinheit. Da nun

$$E = F + \Theta \Phi$$

ist, so wird obige Gleichung zu:

$$\int \Big[\frac{\partial F}{\partial a} \delta a + \frac{\partial F}{\partial b} \delta b + \frac{\partial F}{\partial c} \delta c + \frac{\partial F}{\partial v} \delta v + \frac{\partial F}{\partial \Theta} \delta \Theta - \left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_0 \delta u' - \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)_0 \delta v' - \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)_0 \delta w' + \Phi \delta \Theta + \Theta \delta \Phi - g x \delta \varrho \Big] d\tau = 0,$$

wo v das spezifische Volumen ist, $\delta u'$, $\delta v'$, $\delta w'$ die Komponenten der virtuellen Verschiebung und $\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_0$, $\left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)_0$, $\left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)_0$ die Differentialquotienten sind, wobei a, b, c, v, Θ während der Differenzierung konstant gehalten sind.

Da

$$\frac{\partial F}{\partial a} = \frac{\alpha}{4\pi}, \quad \frac{\partial F}{\partial b} = \frac{\beta}{4\pi}, \quad \frac{\partial F}{\partial c} = \frac{\gamma}{4\pi}$$

ist, und da kein elektrischer Strom im System fliesst, so ist

$$\int \left(\frac{\partial F}{\partial a} \delta a + \frac{\partial F}{\partial b} \delta b + \frac{\partial F}{\partial c} \delta c \right) d\tau = 0,$$

vorausgesetzt, dass die magnetische Induktion in jedem Punkte des Systems den solenoidalen Bedingungen genügt. Nun ist

$$\frac{\partial F}{\partial \Theta} = -\Phi,$$

$$\delta \Phi = -\frac{\partial (\Phi \delta u')}{\partial x} - \frac{\partial (\Phi \delta v')}{\partial y} - \frac{\partial (\Phi \delta w')}{\partial z},$$

$$\delta \varrho = -\frac{\delta v}{v^2} = -\frac{\partial (\varrho \delta u')}{\partial x} - \frac{\partial (\varrho \delta v')}{\partial y} - \frac{\partial (\varrho \delta w')}{\partial z}.$$

Daraus folgt unmittelbar:

$$\int \Big[\Big\{ -\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_0 - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial x} \left(v^2 \frac{\partial F}{\partial v} \right) + \Phi \frac{\partial \Theta}{\partial x} - g \varrho \Big\} \delta u' + \ldots \Big] d\tau = 0.$$

Nun ist offenbar

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\beta}{4\pi} \frac{\partial b}{\partial x} + \frac{\gamma}{4\pi} \frac{\partial c}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\Phi \partial \Theta}{\partial x} + \left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_0,$$

so dass wir erhalten:

$$-\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial (vF)}{\partial v} + \frac{\alpha}{4\pi} \frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\beta}{4\pi} \frac{\partial b}{\partial x} + \frac{\gamma}{4\pi} \frac{\partial c}{\partial x} - g \varrho = 0 \quad (3)$$

und zwei weitere ähnliche Gleichungen.

Nun ist

$$\frac{\partial (vF)}{\partial v} = \frac{a\alpha + b\beta + c\gamma}{4\pi} - \frac{\psi}{4\pi} - \frac{v}{4\pi} \frac{\partial \psi}{\partial v} - p, \quad (4)$$

wo p der Druck ist.

Mit Hilfe von (4) und der Gleichung

$$\frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial y} + \frac{\partial c}{\partial z} = 0$$

kann man (3) auf die Form bringen:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ p + \frac{\psi}{4\pi} + \frac{v}{4\pi} \frac{\partial \psi}{\partial v} - \frac{a\alpha}{4\pi} \right\} - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial y} (b\alpha) - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z} (c\alpha) - \varrho g = 0. \quad (5)$$

Es ist klar, dass (1) und (5) miteinander vereinbar sind.

In derselben Arbeit giebt Koláček die Ausdrücke für die Komponenten der vom

1) S. Sano. Phys. Rev. 14, 158, 1902.
2) F. Koláček, a. a. O.

Magnetismus herrührenden mechanischen Kraft für die Volumeneinheit in einem Medium, welches einen elektrischen Strom trägt. Mir scheint aber seine Überlegung nicht ganz streng zu sein, denn er benutzt eine Gleichung, welche nur gültig ist für den Fall, dass ein magnetisches Potential vorhanden ist. Er nimmt auch an, dass der durch Verdrehung eines longitudinal magnetisierten Kreisdrahtes erzeugte elektrische Strom über jeden Drahtquerschnitt gleichförmig sei. Das ist indessen nicht der Fall. Wenn ausser dem natürlich isotrop vorausgesetzten Drahte keine Quelle elektromotorischer Kraft vorhanden ist, und wenn der spezifische Widerstand durch die Verdrehung nicht verändert wird, so lässt sich beweisen, dass die gesamte Elektrizitätsmenge, welche durch die Flächeneinheit eines senkrecht zur Achse geführten Querschnitts in der Entfernung r von der Drahtachse in positiver Richtung fliesst, angenähert

$$\frac{k''\mathfrak{H}\tau l}{2R^2R_1(R_1+R_2)}\{2(R^2-r^2)R_1+(R^2-2r^2)R_2\}$$

ist, wo R der Radius des Drahtes, l seine Länge, R_1 sein Widerstand, R_2 der äussere Widerstand, und die cirkulare Magnetisierung am gleichen Punkt $-\frac{k''\mathfrak{H}\tau r}{2}$ ist.

In einer anderen Arbeit[1]) diskutiert F. Koláček den Fall eines longitudinal magnetisierten gleichförmigen Stabes in gleichförmiger Temperatur mit freier seitlicher Oberfläche, der jedoch an beiden Grundflächen, welche senkrecht zur Stabachse geführte Querschnitte bilden, mit der gesamten Spannung T gestreckt wird. Er setzt dabei

$$d'W = -m\,d\mathfrak{H} + T\,dl, \tag{6}$$

wo $d'W$ die an dem Stabe geleistete Arbeit, l seine Länge, m sein magnetisches Moment und $\mathfrak{H}$ die magnetische Kraft ist.

Es sei $d'w$ die an einem Teil des Stabes geleistete Arbeit, welcher ein Einheitswürfel im natürlichen Zustande ist, in welchem also die beiden Würfelflächen zur Stabachse senkrecht sind, und es sei T' die auf eine dieser Flächen wirkende Kraft. Nehmen wir nun die z-Achse parallel zur Stabachse an, so erhalten wir aus (6):

$$d'w = -\frac{(1+x_x+y_y+z_z)(\mathfrak{B}-\mathfrak{H})d\mathfrak{H}}{4\pi}+T'dz_z, \tag{7}$$

wo $\mathfrak{B}$ die magnetische Induktion ist. Ist T_0' der Wert von T' für $\mathfrak{H}=0$, so ist annäherungsweise

$$T' = T_0' - \frac{\psi}{4\pi} - \frac{1}{4\pi}\frac{\partial\psi}{\partial z_z} + \frac{\mathfrak{H}^2}{8\pi}. \tag{8}$$

Wir haben angenommen, dass die magnetische Kraft parallel zur Stabachse sei, eine Annahme, die unter den günstigsten Bedingungen in der Wirklichkeit nur angenähert erfüllt werden kann. Behalten wir die gleiche Annahme bei, und betrachten wir das den Stab umgebende Medium als unmagnetisch, so sehen wir aus (1), dass der vom Magnetismus herrührende Oberflächenzug, der von aussen an einer der Grundflächen senkrecht zur Stabachse wirkt, gleich

$$\frac{\psi}{4\pi}+\frac{1}{4\pi}\frac{\partial\psi}{\partial z_z}-\frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{4\pi}-\frac{\mathfrak{H}'^2}{8\pi}+\frac{\mathfrak{B}'\mathfrak{H}'}{4\pi}$$

ist, wo sich $\mathfrak{B}'$ und $\mathfrak{H}'$ auf das umgebende Medium beziehen. Hier ist die äussere an der Grundfläche angreifende Spannung

$$T_z = T_0' - \frac{\psi}{4\pi} - \frac{1}{4\pi}\frac{\partial\psi}{\partial z_z} + \frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{4\pi} - \frac{\mathfrak{B}^2}{8\pi} \tag{9}$$

Vergleichen wir (8) mit (9), so können wir mit Sicherheit schliessen, dass T' nicht die von dem mit dem Stab in Kontakt befindlichen äusseren Medium ausgeübte Spannung ist, und dass daher T nicht die gesamte äussere auf die Grundflächen des Stabes wirkende Spannung ist.

A. Heydweiller[1]) stellt statt der Gleichung (6) die folgende auf:

$$d'W = -\frac{V\mathfrak{H}\,d\mathfrak{B}}{4\pi}+\frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{4\pi}dV + T\,dl, \tag{10}$$

wo V als eine Funktion von $\mathfrak{H}$, l und θ angesehen werden kann. Wird die seitliche Oberfläche einer gleichförmigen Spannung T_1 für die Flächeneinheit ausgesetzt, so giebt die gleiche Überlegung, welche zur obigen Gleichung geführt hat, statt (7) die Gleichung

$$d'w = \frac{(1+x_x+y_y+z_z)\mathfrak{H}\,d\mathfrak{B}}{4\pi}+\frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{4\pi} \tag{11}$$
$$d(x_x+y_y+z_z)+T_1 d(x_x+y_y)+T'z_z.$$

Wir können nun in (11) $\mathfrak{H}$, x_x+y_y, z_z und θ als unabhängige Variabeln betrachten und erhalten dann unmittelbar:

$$T' = T_0' - \frac{\psi}{4\pi} - \frac{1}{4\pi}\frac{\partial\psi}{\partial z_z}.$$

Wir sehen also, wie oben, dass T nicht die ganze äussere Spannung ist, was Heydweillers Annahme widerspricht.

Vielleicht ist einer der Hauptzwecke der oben angeführten Arbeit Heydweillers, die Abhängigkeit des Youngschen Modulus von $\mathfrak{H}$ zu diskutieren. Die einfachste Annahme für diesen Zweck ist vielleicht die, die freie Energie für die Volumeneinheit als eine Integralfunktion zweiten Grades für $x_x, y_y \ldots z_z$ zu setzen. Wir können hier für einen natürlich isotropen festen Körper schreiben:

$$\frac{\psi}{4\pi} = \frac{\mathfrak{H}^2}{8\pi}+\int_0^{\mathfrak{H}} k\mathfrak{H}\,d\mathfrak{H} - K_1(x_x+y_y+z_z) - K_2$$

1) F. Koláček, Ann. d. Phys. (4) 14, 177, 1904.

1) A. Heydweiller, Ann. d. Phys. (4) 11, 602, 1903.

$$(\alpha^2 x_x + \beta^2 y_y + \gamma^2 z_z + \beta\gamma y_z + \gamma\alpha z_x + \alpha\beta x_y)$$
$$- \frac{L_1}{2}(x_x + y_y + z_z)^2 - \frac{L_2}{2}\left(x_x^2 + y_y^2 + z_z^2 + \frac{1}{2}(y_z^2 + z_x^2 + x_y^2)\right)$$
$$- \frac{L_3}{2}(x_x + y_y + z_z)^2(\alpha^2 x_x + \beta^2 y_y + \gamma^2 z_z + \beta\gamma y_z + \gamma\alpha z_x + \alpha\beta x_y)$$
$$- \frac{L_4}{2}\left\{\left(\alpha x_x + \frac{\beta x_y}{2} + \gamma\frac{z_x}{2}\right)^2 + \left(\frac{\alpha x_y}{2} + \beta y_y + \gamma\frac{y_z}{2}\right)^2 + \left(\frac{\alpha z_x}{2} + \beta\frac{y_z}{2} + \gamma z_z\right)^2\right\}$$
$$- \frac{L_5}{2}(\alpha^2 x_x + \beta^2 y_y + \gamma^2 z_z + \beta\gamma y_z + \gamma\alpha z_x + \alpha\beta x_y)^2, \quad (12)$$

wo k die Suszeptibilität für keinerlei Deformation ist und K_1, K_2, L_1, L_2 . . . L_5 Funktionen von $\mathfrak{H}$ und Θ allein sind.

Es seien X_x, Y_y . . . X_y die Druckkomponenten und c_1 und c_2 zwei elastische Konstanten, so dass

$$-X_x = c_1(x_x + y_y + z_z) + c_2 x_x,$$
$$- - - - - - - - - - - - - -$$
$$- - - - - - - - - - - - - -$$
$$-Y_z = \frac{c_2 y_z}{2}$$
$$- - - - .$$
$$- - - - .$$

Dann ist unter Vernachlässigung der Schwerkraft im Innern der magnetischen Substanz im Gleichgewichtszustand

$$\frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} = \Xi;$$
$$- - - - - - - - - - .$$
$$- - - - - - - - - - .$$

Nehmen wir die Richtung der magnetischen Kraft parallel zur z-Achse an und setzen wir die Werte für Ξ, H, Z in (1) und (12) ein, so erhalten wir aus obigen Gleichungen:

$$\frac{\partial \Xi_x}{\partial x} + \frac{\partial \Xi_y}{\partial y} + \frac{\partial \Xi_z}{\partial z} = 0,$$
$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0,$$
$$\frac{\partial Z_x}{\partial x} + \frac{\partial Z_y}{\partial y} + \frac{\partial Z_z}{\partial z} = 0,$$

wo

$$-\Xi_x = (c_1 + L_1)(x_x + y_y + z_z) + (c_2 + L_2)x_x + \frac{L_3\mathfrak{H}^2}{2}z_z,$$
$$-H_y = (c_1 + L_1)(x_x + y_y + z_z) + (c_2 + L_2)y_y + \frac{L_3\mathfrak{H}^2}{2}z_z,$$
$$-Z_z = \left(c_1 + L_1 + \frac{L_3\mathfrak{H}^2}{2}\right)(x_x + y_y + z_z) + \left(c_2 + L_2 + \frac{L_3\mathfrak{H}^2}{2} + L_4\mathfrak{H}^2 + L_5\mathfrak{H}^4\right)z_z,$$
$$-H_z = Z_y = \frac{1}{2}\left(c_2 + L_2 + \frac{L_4\mathfrak{H}^2}{2}\right)y_z,$$
$$-Z_x = -\Xi_z = \frac{1}{2}\left(c_2 + L_2 + \frac{L_4\mathfrak{H}^2}{2}\right)z_x,$$
$$-\Xi_y = -H_x = \frac{1}{2}(c_2 + L_2)x_y$$

ist.

Wir betrachten nun einen sehr langen longitudinal magnetisierten Stab in einer gleichförmigen Temperatur. Wir nehmen an, die einzige auf die seitliche Oberfläche des Stabes wirkende Kraft sei der atmosphärische Druck Π, und die Komponenten der auf eine Einheitsfläche an dem vom Anfangspunkte entfernteren Ende des Stabes wirkenden äusseren Kräfte seien T_x, T_y, $T_z - \Pi$. Dann sind die an der seitlichen Oberfläche zu erfüllenden Grenzbedingungen, unter Vernachlässigung der Oberflächenspannung:

$$l'\Xi_x + m'\Xi_y = l'\left(\pi - \int_0^{\mathfrak{H}} k\mathfrak{H}\,d\mathfrak{H} + K_1\right),$$
$$l'H_x + m'H_y = m'\left(\pi - \int_0^{\mathfrak{H}} k\mathfrak{H}\,d\mathfrak{H} + K_1\right),$$

wo Ξ_x, H_y . . . die Werte von Ξ_x, H_y . . . an der Grenze und l', m', 0 die Richtungskosinus der nach aussen gerichteten Normalen zur seitlichen Oberfläche sind. Die an den Grundflächen zu erfüllenden Grenzbedingungen sind dann:

$$\overline{\Xi}_z = -T_x,$$
$$\overline{H}_z = -T_y,$$
$$Z_z = -T_z + \pi - 2\pi k^2\mathfrak{H}^2 - \int_0^{\mathfrak{H}} k\mathfrak{H}\,d\mathfrak{H} + K_1 + K_2\mathfrak{H}^2.$$

Hier kann man Ξ_x, . . . Ξ_y ansehen als Komponenten einer Art von Druck und die Deformation als Resultante zweier Deformationen, von denen die eine gleichförmig ist und herrührt vom Druck $\Pi - \int_0^{\mathfrak{H}} k\mathfrak{H}\,d\mathfrak{H} + K_1$ auf die seitliche Oberfläche und dem Druck $\Pi - 2\pi k^2\mathfrak{H}^2 - \int_0^{\mathfrak{H}} k\mathfrak{H}\,d\mathfrak{H} + K_1 + K_2\mathfrak{H}^2$ auf die Grundflächen, während die andere von der Kraft (T_x T_y T_z) herrührt. Die letztere kann gelöst werden nach der von Saint-Venant angenommenen Methode. Ich werde einige der Ergebnisse angeben.

Aus (12) ersehen wir, dass die Intensität der Magnetisierung in Richtung der z-Achse ist:

$$\mathfrak{J} = k\mathfrak{H} - \frac{\partial K_1}{\partial\mathfrak{H}}(x_x + y_y + z_z) - \frac{\partial K_2\mathfrak{H}^2}{\partial\mathfrak{H}}z_z - \frac{1}{2}\frac{\partial L_1}{\partial\mathfrak{H}}(x_x + y_y + z_z)^2$$
$$- \frac{1}{2}\frac{\partial L_2}{\partial\mathfrak{H}}\left\{x_x^2 + y_y^2 + z_z^2 + \frac{1}{2}(y_z^2 + z_x^2 + x_y^2)\right\} -$$

$$\frac{1}{2}\frac{\partial(L_3\mathfrak{H}^2)}{\partial\mathfrak{H}}(x_x+y_y+z_z)z_z$$

$$-\frac{1}{2}\frac{\partial(L_4\mathfrak{H}^2)}{\partial\mathfrak{H}}\left(z_z^2+\frac{y_z^2}{4}+\frac{z_x^2}{4}\right)-\frac{1}{2}\frac{\partial(L_5\mathfrak{H}^4)}{\partial\mathfrak{H}}z_z^2.$$

Es sei $\mathfrak{J}'$ das Verhältnis der gesamten Magnetismusmenge am Ende des Stabes zum natürlichen Querschnitt, M der Youngsche Modulus und σ das Poissonsche Verhältnis für Streckung in Richtung der Stabachse, und n der Widerstandskoeffizient gegen Verdrehung um dieselbe Achse. Nimmt man dann L_1, L_2, $L_3\mathfrak{H}^2$, $L_4\mathfrak{H}^2$, $L_5\mathfrak{H}^4$ als sehr klein gegenüber c_1 und c_2 an, so erhält man annäherungsweise:

$$\left(\frac{\partial T_z}{\partial\mathfrak{H}}\right)_{T_z=0}=\frac{(1-2\sigma)}{M}\left(k\mathfrak{H}-\frac{\partial K_1}{\partial\mathfrak{H}}\right)+\frac{2\pi}{M}\frac{\partial(k^2\mathfrak{H}^2)}{\partial\mathfrak{H}}-\frac{1}{M}\frac{\partial(K_2\mathfrak{H})}{\partial\mathfrak{H}}$$

$$=\frac{\partial\mathfrak{J}}{\partial T_z}+\frac{(1-2\sigma)}{M}k\mathfrak{H}+\frac{2\pi}{M}\frac{\partial(k^2\mathfrak{H}^2)}{\partial\mathfrak{H}}$$

$$=\frac{\partial\mathfrak{J}'}{\partial T^2}+\frac{k\mathfrak{H}}{M}-\frac{2\pi}{M}\frac{\partial(k^2\mathfrak{H}^2)}{\partial\mathfrak{H}},$$

$$\frac{\partial^2\mathfrak{J}}{\partial T_z^2}=\frac{\partial^2\mathfrak{J}'}{\partial T_z}+\frac{4\sigma}{M}\frac{\partial\mathfrak{J}}{\partial T_z}=-\frac{1}{M^2}\frac{\partial M}{\partial\mathfrak{H}}. \quad (13)$$

Ist $\frac{(1-2\sigma)\mathfrak{H}}{M}+\frac{2\pi}{M}\frac{\partial(k^2\mathfrak{H}^2)}{\partial\mathfrak{H}}$ klein gegenüber $\frac{\partial\mathfrak{J}}{\partial T_z}$, so ist

$$\frac{\partial T_z}{\partial\mathfrak{H}}=\frac{\partial\mathfrak{J}}{\partial T_z}. \quad (14)$$

(13) und (14) sind identisch mit den entsprechenden Gleichungen Heydweillers.[1]) Hier ist zu bemerken, dass der Youngsche Modulus, wie er nach der Methode der Durchbiegung erhalten wird, theoretisch derselbe ist, wie der nach der Methode der Längsausdehnung erhaltene. Wir haben also angenähert

$$\frac{\partial^2\mathfrak{J}'}{\partial L^2}=\frac{1}{n\nu\omega}\frac{\partial n}{\partial\mathfrak{H}},$$

wo L der Torsionswinkel, ν die Torsionsfestigkeit und ω der Querschnitt ist.

R. Gans[2]) nimmt an, dass die Permeabilitätsänderung durch Deformation sei:

$$\Delta\mu=\frac{\beta'}{2}(x_x+y_y+z_z+\left(\alpha'-\frac{\beta'}{2}\right)(l_1^2x_x+m_1^2y_y+\ldots+l_1m_1x_y),$$

wo l_1, m_1, n_1 die Richtungskosinus der magnetischen Kraft und α', β' von $\mathfrak{H}$ und Θ abhängige Grössen sind. Wenn dies richtig wäre, so könnte man schreiben:

$$a=\mu_0\alpha+\frac{\beta'\alpha}{2}(x_x+y_y+z_z)+\left(\alpha'-\frac{\beta'}{2}\right)\frac{\alpha}{\mathfrak{H}^2}(\alpha^2x_x+\beta^2y_y+\cdots+\alpha\beta x_y),$$

1) A. Heidweiller, a. a. O.
2) R. Gans, Ann. d. Phys. (4) 13, 634, 1904.

$$b=\mu_0\beta+\frac{\beta'\beta}{2}(x_x+y_y+z_z)+\left(\alpha'-\frac{\beta'}{2}\right)\frac{\beta}{\mathfrak{H}_2}(\alpha^2x_x+\beta^2y_y+\cdots+\alpha\beta x_y),$$

$$c=\ldots\ldots,$$

wo μ_0 die Permeabilität ohne Deformation ist. Es ist aber

$$\frac{\partial a}{\partial\beta}=\frac{\partial b}{\partial\alpha},$$

woraus wir erhalten:

$$\alpha'-\frac{\beta'}{2}=0.$$

Die resultierenden Gleichungen für a, b, c können nur für unendlich kleine Deformationen von Flüssigkeiten richtig sein.

Nachschrift. — Im Nachwort zu der Arbeit von H. Rensing[1]), welche mir erst zugänglich geworden ist, nachdem ich die vorstehende Arbeit vor der Physikalisch-Mathematischen Gesellschaft zu Tokyo vorgetragen hatte, berichtigt Heydweiller seine Grundgleichungen für die an dem magnetischen Körper geleistete Arbeit und setzt für den Faktor von dV die Grösse $\frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{8\pi}$ statt $\frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{4\pi}$. An dem Wesentlichen meines Einwandes gegen seine Methode wird indessen durch diese Modifizierung der Grundgleichung nichts geändert.

1) H. Rensing, Diss., Münster i. W. 1904. — Ann. d. Phys. (4) 14, 363, 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 31. Oktober 1904.)

Über die Magnetisierung und die magnetische Längenänderung in ferromagnetischen Metallen und Legierungen bei Temperaturen zwischen -186^0 und 1200^0 C.

Von K. Honda und S. Shimizu.[1])

In Vol. II Nr. 3 der Reports of the meetings of the Tokyo Physico-Mathematical Society (diese Zeitschr. 5, 40—42, 1904) haben wir die Ergebnisse unserer Versuche über den gleichen Gegenstand veröffentlicht. Die Versuche wurden hierbei in der Weise ausgeführt, dass wir das Probestück in flüssige Luft tauchten, und die Ergebnisse wurden mit den bei gewöhnlicher Temperatur gewonnenen verglichen. Im vorliegenden Falle wurde die Untersuchung weiter ausgedehnt auf einige Temperaturen zwischen -186^0 und 1200^0 C. Unsere Untersuchung bestand aus zwei Teilen: 1. dem Versuch bei niederen Temperaturen und 2. dem bei hoher Temperatur. Wir untersuchten fünf ferromagnetische Metalle und zwölf Proben von Nickelstahl. (Diese

1) Reports of the meetings of the Tokyo Physico-Mathematical Society 2, Nr. 14, 1904.

Nickelstahlproben waren uns von Herrn Ch. Ed. Guillaume freundlichst zur Verfügung gestellt worden.) Alle Stücke wurden in Form von Ovoiden untersucht, deren grössere Achse 20 cm und deren kleinere 1 cm betrug.

Um konstante Temperaturen zwischen der gewöhnlichen Temperatur und derjenigen der flüssigen Luft zu erhalten, wurde eine Methode langsamer Abkühlung angewandt. Der Probenhalter in unserem früheren Apparat wurde wasserdicht mit einem Messingcylinder umgeben und eine geeignete Menge flüssiger Luft in den Zwischenraum zwischen dem Cylinder und der Dewarschen Röhre gegossen. Wenn die Abkühlung ihr Maximum erreicht hatte, wurde die Beobachtung in der gleichen Weise wie bei unseren früheren Versuchen vorgenommen. Während einer Beobachtungsreihe, welche gewöhnlich mehrere Minuten in Anspruch nahm, überschritt die Temperaturänderung den Betrag von einem Grad nicht. Der Versuch wurde stets mit frisch ausgeglühten Prüfstücken begonnen. Die Temperatur des Prüfstücks wurde durch ein Thermoelement aus Platin und Neusilber gemessen, welches mit dem Prüfstück in Berührung gebracht wurde.

Im zweiten Teile unserer Untersuchungen massen wir die Magnetisierung auf verschiedenen Stufen sowohl bei aufsteigender als auch bei absteigender Temperatur. Die Messung der Längenänderung durch dieMagnetisierung liessen wir für eine spätere Gelegenheit zurück.

Die Erwärmung bewirkten wir durch einen elektrischen Strom; die Heizspule war induktionsfrei aus 0,4 mm dickem Platindraht mit zwei Windungen auf den cm gewickelt. Sie wurde dann dick mit Asbestpapier umhüllt. Die Temperatur des Prüfstücks massen wir mittels eines Thermoelements aus Platin und Platin-Rhodium, das mit dem Prüfstück in Berührung gebracht wurde. Ein durch die Heizspule fliessender Strom von 5 Amp. reichte hin, die Temperatur im Innern derselben auf 1200° C. zu erhöhen.

Die Magnetisierung wurde in üblicher Weise nach der magnetometrischen Methode gemessen; die Magnetisierungsspule wurde durch eine Wasserspülungsvorrichtung vor Erhitzung geschützt. Sie war auch mit einer Erdkompensierungsspule versehen.

Der Versuch wurde in der Reihenfolge ausgeführt, dass eine ganze Versuchsreihe einen vollständigen Kreis in Bezug auf die Temperatur bildete. Einige bemerkenswerte Ergebnisse sollen in den folgenden Zeilen mitgeteilt werden.

Längenänderung durch Magnetisierung.

Die magnetische Längenänderung in ferromagnetischen Metallen wird durch den Abkühlungsprozess wenig beeinflusst. Bei Nickelstahl ist die Wirkung ziemlich gross. In Figur 1 sind die Kurven gezeichnet, welche den Temperatureffekt für vier Nickelstahlsorten zeigen. In jedem Falle verlaufen die Temperatureffekte auf die Längenänderung und auf die Magnetisierung parallel zueinander.

Bei Nickelstahlsorten wächst die magnetische Längenänderung in schwachen Feldern allmählich mit sinkender Temperatur, bis sie ein Maximum erreicht, worauf sie wieder abnimmt. Wenn das Feld stärker wird, so tritt die maximale Verlängerung bei tieferer Temperatur ein und verschwindet zuletzt. Diese Änderungen sind den Nickelstahlsorten von höherem Prozentgehalt als 28,32 Proz. gemeinsam; bei geringerem Prozentgehalt wachsen bei konstanter Feldstärke die Verlängerungen mit sinkender Temperatur erst langsam, dann schnell und nähern sich bald asymptotisch einem Grenzwert.

Fig. 1.

Magnetisierung.

Während die Magnetisierung von Eisen, Nickel und Kobalt durch Abkühlung wenig beeinflusst wird, wird sie im Gegensatz hierzu durch Erwärmung merklich verändert. Die Temperaturen, bei welchen die Magnetisierung dieser Metalle fast verschwindet, also die kritischen Temperaturen, sind bezw. 780° C., 360° C. und 1090° C. Diese Werte stimmen gut überein mit denjenigen, welche frühere Experimentatoren gefunden haben. Wir bemerkten auch die schwache Magnetisierung jenseits des kritischen Punktes, die zuerst von Curie beobachtet worden ist. Obschon Nickel seine Magnetisierung schon bei 360° C. verliert, erfolgt doch deren weitere Abnahme sehr langsam, und selbst bei 1200° C. ist noch eine Magnetisierung von 12 C.G.S-Einheiten bemerkbar. Der Magnetisierungskreis von ausgeglühtem Kobalt[1]) in

1) Die Magnetisierung von ausgeglühtem Kobalt wurde zuerst von H. Nagaoka und S. Kusakabe studiert.

Bezug auf die Temperatur ist sehr eigentümlich, wie aus Figur 2 (Ann. Co.) ersichtlich ist. Im aufsteigenden Temperaturast hat die Magnetisierungskurve ein kleines Minimum bei etwa 450° C.; dieser Punkt fällt nahezu zusammen mit der singulären Temperatur, welche wir bei der Längenänderung durch Magnetisierung gefunden haben. Bei dieser Temperatur wechselt für alle Felder die Längenänderung ihr Vorzeichen.

Fig. 2.

Die Änderung der Magnetisierung durch die Temperatur ist für reversible Nickelstahlsorten ähnlich wie für Nickel. Ein Beispiel dafür ist in Figur 2 gegeben (50,72 Proz. *Ni*). Die Art und Weise, wie sich die Magnetisierung irreversibler Nickelstahlsorten mit der Temperatur ändert, ist sehr auffällig. In Figur 2 sind zwei Beispiele hierfür gegeben (29,42 Proz. *Ni* und 24,04 Proz. *Ni*). Wenn die Temperatur von —186° C. ansteigt, nimmt die Magnetisierung für 29,42 Proz. *Ni* erst langsam, dann schnell ab, und nachdem sie einen Inflexionspunkt überschritten hat, wird die Abnahme langsam. Die Kurve geht dann durch einen zweiten Inflexionspunkt und beginnt bei Annäherung an die kritische Temperatur sehr schnell zu fallen. Ist diese Temperatur erreicht, so wird die Abnahme der Magnetisierung durch Erwärmung sehr klein, und die Kurve verläuft nahezu parallel zur Temperaturachse. Nach dem Verlauf der Kurve erscheint es wahrscheinlich, dass die Magnetisierung nicht ganz verschwindet, bis der Schmelzpunkt erreicht ist. Wird die Temperatur allmählich erniedrigt, so ist die Zunahme der Magnetisierung sehr gering. Dieser Zustand hält an, bis die Temperatur auf etwa 100° C. sinkt. Dann wird die Zunahme sehr rapid. Die Magnetisierung dieser Probe zeigt also in Bezug auf die Temperatur eine bemerkenswerte Hysteresis.

Diese Art der Magnetisierungsänderung mit der Temperatur ist anderen irreversiblen Nickelstahlsorten gemeinsam. Mit abnehmendem Prozentgehalt an Nickel wird der konkave Teil des aufsteigenden Astes schwächer und schwächer, und bei 24,40 Proz. und 24,04 Proz. *Ni* verschwindet er in starken Feldern beinahe. Die zur letztgenannten Legierung gehörige Kurve ist in Figur 2 wiedergegeben (24,04 Proz. *Ni*). Augenscheinlich sind die beiden Kurvenformen für Nickelstahl von 29,42 Proz. und 24,04 Proz. *Ni* weit voneinander verschieden. Vergleicht man aber die Kurven für zwei aufeinander folgende Nickelstahlsorten, so kann man Übergangsstufen von einer Form zur andern verfolgen.

Eine eigentümliche Erscheinung verdient hervorgehoben zu werden. Wenn man an einem Punkt des aufsteigenden Astes des Temperaturkreises die Temperatur auf die gewöhnliche reduziert, so wird der Weg von dem aufsteigenden durchaus verschieden. Erhöht man jedoch die Temperatur wieder auf ihren früheren Wert, so fällt der Weg mit dem früheren nahezu zusammen; der weitere Temperaturzuwachs verringert die Magnetisierung in der Weise, dass durch den Abkühlungsprozess die Magnetisierung nicht unterbrochen wird. So kann in irreversiblen Nickelstahlsorten die Magnetisierung bei gewöhnlicher Temperatur innerhalb gegebener Grenzen jeden beliebigen Wert haben, wenn das Probestück einmal auf geeignete Temperatur erhitzt worden ist. Becquerel, der zuerst die magnetischen Eigenschaften eines irreversiblen Nickelstahls untersucht hat, fand, dass es bei dieser Legierung zwei Zustände stabilen Gleichgewichts gebe; nach unseren Ergebnissen giebt es indessen unendlich viele Zustände stabilen Gleichgewichts.

Die kritischen Temperaturen der Legierungen sind in den folgenden Tabellen aufgeführt:

Reversible Nickelstahlsorten.

Legierungen	70,32 Proz.	50,73 Proz.	46 Proz.	36 Proz.
Aufsteig. Ast	660° C.	490° C.	412° C.	255° C.
Absteig. Ast	—	460° C.	395° C.	240° C.

Irreversible Nickelstahlsorten.

Legierungen	29,42 Proz.	29 Proz.	28,72 Proz.	28,32 Proz.
Aufsteig. Ast	530° C.	530° C.	530° C.	510° C.
Absteig. Ast	50	141	80	50

Legierungen	26,64 Proz.	24,40 Proz.	24,04 Proz.
Aufsteigender Ast	510° C.	580° C.	520° C.
Absteigender Ast	10	130	40

Aus obigen Tabellen ersieht man, dass die kritische Temperatur im absteigenden Ast des Temperaturkreises im allgemeinen mit Abnahme des Prozentgehaltes an Nickel bis auf 26,64 Proz. abnimmt. Bei Abnahme des Nickelgehaltes von

70,32 Proz. auf 26,64 Proz. fällt die kritische Temperatur von einigen Hundert Graden bis auf gewöhnliche Temperatur. Es ist nun höchstwahrscheinlich, dass 25prozentiger Nickelstahl, der sowohl bei gewöhnlicher Temperatur als auch bei derjenigen der flüssigen Luft schwach magnetisch ist, stark magnetisch werden würde, wenn man die Abkühlung noch weiter treiben würde. Es dürfte interessant sein, zu untersuchen, ob andere unmagnetische Legierungen, welche aus einem magnetischen und einem unmagnetischen Metall bestehen, bei Abkühlung auf genügend tiefe Temperatur eine ähnliche Erscheinung aufweisen würden.

Die allgemeinen Ergebnisse über die Magnetisierung stimmen überein mit denen von J. Hopkinson, F. Osmond, Ch. Ed. Guillaume, Le Chatelier, E. Dumont und L. Dumas.

Hysteresis-Verlust.

Die Hysteresis untersuchten wir bei Zimmertemperatur und bei derjenigen der flüssigen Luft. Die Flächen der Hysteresisschleifen wurden sorgfältig mit einem Planimeter ausgemessen.

Bei Abkühlung in flüssiger Luft nimmt der Hysteresisverlust in schwedischem Eisen bei schwachen Induktionen ab und bei starken zu. Fleming und Dewar fanden keinen Einfluss der Abkühlung auf den Hysteresisverlust in schwedischem Eisen. In Tungsten-Stahl tritt dieselbe Änderung auf mit Ausnahme der kleinen anfänglichen Zunahme. Bei Nickel, gegossenem und ausgeglühtem Kobalt nimmt der Hysteresisverlust durch Abkühlung stets zu.

Der Hysteresisverlust in Nickelstahlsorten bei gewöhnlicher Temperatur ist im allgemeinen klein im Vergleich zu demjenigen von Eisen oder Stahl. Diese Werte sind jedoch für reversible Legierungen vergleichbar mit denen für Nickel; für irreversible Legierungen sind sie aber alle sehr klein. Speziell Nickelstahl von 28,32 Proz. *Ni* umschliesst fast gar keine Fläche und giebt für den Hysteresisverlust nur 20 *Erg* bei $\mathfrak{B} = 1000$ C.G.S. Bei Abkühlung der Legierungen in flüssiger Luft wächst der Hysteresisverlust beträchtlich. Bei irreversiblen Legierungen beobachtet man eine ausserordentliche Zunahme.

Die Formel von Steinmetz für die Beziehung zwischen Hysteresisverlust und Induktion gilt für Nickel und ausgeglühten Kobalt bis zu einer Induktion von 3000 C.G.S.; für gegossenen Kobalt und Tungsten-Stahl gilt sie bis zu einer Induktion von 8000 C.G.S.; für schwedisches Eisen endlich verliert sie ihre Gültigkeit jenseits einer Induktion von 18000 C.G.S. Werden indessen die Proben in flüssiger Luft gekühlt, so wird der Gültigkeitsbereich der Formel in Bezug auf die Induktion merklich erweitert.

Für Nickelstahlsorten, besonders für die irreversiblen, gilt die Formel von Steinmetz nicht, ausgenommen bei sehr schwachen Induktionen. Sind jedoch die Legierungen einmal in flüssiger Luft gekühlt worden, so wird der Gültigkeitsbereich der Formel in Bezug auf die Induktion sehr vergrössert.

Schlussbemerkungen.

Die Thatsache, dass zwei stark magnetische Metalle eine unmagnetische Legierung zu bilden vermögen, scheint auf den ersten Blick gegen die molekulare Theorie des Magnetismus zu sprechen. Diese Schwierigkeit wird jedoch schwinden, wenn man annimmt, dass in schwach magnetisierbaren oder unmagnetischen Nickelstahlsorten die konstituierenden Metalle ihre Magnetisierbarkeit nicht verlieren oder verringern, sondern dass infolge irgendwelcher in der Molekularstruktur der Legierungen auftretenden Veränderungen, die kritische Temperatur im absteigenden Ast des Temperaturkreises auf eine tiefe Temperatur fällt, und dass daher die Legierungen sich verhalten wie eine schwach magnetische oder unmagnetische Legierung bei gewöhnlicher Temperatur. Dieselbe Bemerkung wird auch für eine unmagnetische Legierung gelten, die aus einem magnetischen und einem unmagnetischen Metall besteht. Die beiden folgenden Thatsachen sprechen zu Gunsten obiger Ansicht: 1. obwohl die Intensität der Magnetisierung von Nickelstahlsorten bei gewöhnlicher Temperatur nicht proportional derjenigen der konstituierenden Metalle ist, so folgt ihr Wert bei genügend tiefer Temperatur doch nahezu dem Additionsgesetz; 2. der Hysteresisverlust in irreversiblen Legierungen ist bei gewöhnlicher Temperatur ausserordentlich klein, entsprechend der Hysteresis von Eisen oder Nickel bei hohen Temperaturen; bei niedriger Temperatur wächst indessen sein Wert beträchtlich, entsprechend der Hysteresis von Eisen oder Nickel bei gewöhnlicher Temperatur.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 31. Oktober 1904.)

Über die Widerstandsänderung des Wismuts durch kleine magnetische Kräfte.

Von C. Carpini.

Viele Forscher haben die Widerstandsänderungen des Wismuts durch magnetische Felder studiert. Da die besten Versuche bei Feldstärken von mehr als 2000 E. gemacht wurden, so schien es mir wichtig, um eine

Lücke auszufüllen, solche Änderungen in einem zu den Kraftlinien senkrechten Wismutdraht zu studieren und zwar in Feldern von 0 bis 2000 E. Der Draht, den ich angewendet habe, war eine Spule von Hartmann & Braun, dessen Fläche 3,46 cm^2 betrug. Seinen Widerstand bei 0^0 habe ich in der Wheatstoneschen Brücke gemessen, indem ich, um Berührungswiderstände und kleine Kalibrierungsfehler zu eliminieren, die Anordnung von Prof. Dr. H. F. Weber angewendet habe. So habe ich 17,266 Ohm und einen Temperaturkoeffizienten 0,003539 gefunden.

Zur Messung der kleinen Widerstandsänderungen der Spule habe ich folgende Methode angewendet; wenn anfänglich die Brücke im Gleichgewicht ist, und nachher ändert sich der Widerstand eines Zweiges um eine sehr kleine Quantität ΔW, so ist es bekannt, dass der Strom i_g, welcher in dem Galvanometerzweige fliesst, gleich

$$i_g = C \cdot \Delta W$$

ist. Um diese Gleichheit in meinem speziellen Falle festzustellen, habe ich in einem Zweige der Brücke einen Rheostaten von 18 Ohm und in dem anderen einen Rheostaten von 17,50 Ohm zusammen mit einem schon kalibrierten Nickelindraht eingeschaltet, worüber eine bewegliche mit dem anderen Ende der Brücke eingeschaltete Taste schleifen konnte. Der Stromerzeuger war ein Daniellelement, das vor den Versuchen eine halbe Stunde geschlossen blieb. Nachdem das Gleichgewicht der Brücke so hergestellt war, dass die Taste ungefähr im Mittelpunkte des Drahtes war, d. h. in Bedingungen von grosser Empfindlichkeit, verschob ich jedesmal die Taste von 5 mm und beobachtete den Galvanometerausschlag. Ich habe gefunden, dass für eine Strecke von 20 cm rechts und links die entsprechenden Ausschläge einem Lineargesetz folgen. Da eine Strecke von 20 cm des Drahtes ungefähr einen Widerstand von 0,3 Ohm hatte, so konnte ich diese Methode bis zu solcher Grenze brauchen. Daher habe ich die Anordnung der folgenden Figur angewendet, um die kleinen Widerstandsänderungen des Wismuts zu messen. Im Zweige der Brücke, wo die Spule war, habe ich einen kleinen, 0,04503 Ohm messenden Nickelwiderstand *a* eingeschaltet; diese kleine Spule konnte beliebig ein- und ausgeschaltet werden, je nachdem ein dicker Kupferdraht von zwei Quecksilbernäpfen herausgenommen oder eingetaucht wurde. In dem anderen Zweige der Brücke, ausser einem Rheostaten, habe ich auch einige Nickelinspulen *b* von verschiedenem Widerstand eingeschaltet, welche, wie der obengenannte, beliebig ein- und ausgeschaltet werden konnten. Die Taste *M* und der Quecksilbernapf *C* waren mit den Näpfen 1, 2 eines Kommutators verbunden; während in den zwei anderen 3, 4 ein Galvanometer eingestellt war. So konnte man das Galvanometer entweder mit dem Paar 1, 2 oder mit Paar 5, 6 zum angegebenen Zwecke verbinden. Ein Rheostat im Hauptzweige des Elementes regulierte die Stromintensität, welche in der Wismutspule nie grösser als 0,015 Amp. war; daher waren die von ihnen erzeugten Temperaturwirkungen während der Messung verschwindend klein. Nachdem durch Verschiebung der Taste *M* das Gleichgewicht in der Brücke hergestellt war, habe ich die Brücke geeicht, indem ich die kleine Spule *a* durch Herausnehmen des dicken Kupferdrahtes einschaltete; so erhielt ich auf dem Galvanometer einen Ausschlag *A*, welcher in den zahlreichen Messungsreihen nie mehr als 110 mm betrug. Bei solcher Empfindlichkeit konnte ich Widerstandsänderungen von 0,0004 Ohm abschätzen. Solche Eichung wurde am Ende jeder Versuchsreihe wiederholt und das Mittel von beiden Eichungen ergab die Konstante *C*, so dass

$$\Delta W = C \cdot A$$

war.

Nachdem der dicke Kupferdraht wieder an seine Stelle gesetzt war, liess ich das magnetische Feld auf die Wismutspule wirken und las den entsprechenden Galvanometerausschlag, welcher, in die obige Formel eingesetzt, ΔW giebt. Die Wismutspule war durch Watte vor kleinen Temperaturänderungen geschützt, ebenso wie alle Stellen der Brücke, wo zwei verschiedene Metalle in Berührung kamen: ein Thermometer zeigte den Temperaturgang der Spule.

J. Henderson hat gezeigt, dass die Widerstandsänderung auch eine Funktion der Temperatur ist; aus seinen Kurven geht hervor, dass innerhalb der eingehaltenen Temperaturgrenzen (19^0—22^0) der Einfluss verschwindend klein war. Die beschriebene Methode habe ich bis zu einer Widerstandsänderung von 0,3 Ohm angewendet; um dasselbe Prinzip weiter anwenden zu können, schaltete ich im Momente, wo sich das magnetische Feld bildete, je nach dem Fall,

eine oder zwei kleine Spulen *b* ein, indem ich so einen Teil von ΔW ausglich: wenn α der Galvanometerausschlag ist, ϱ der Widerstand der kleinen Spule *b*, wird auch

$$\Delta W = \varrho + \alpha c$$

sein. Ich habe mich überzeugt, dass diese Methode in diesem Fall anwendbar ist.

Zur Bildung des magnetischen Feldes habe ich einen Ruhmkorffschen Elektromagnet angewendet, dessen Polschuhe eine Fläche von 9,61 cm^2 hatten und 3,5 cm voneinander entfernt waren. Vorversuche zeigten mir, dass das magnetische Feld genügend homogen war. Um das gleiche Feld immer zu haben, kommutierte ich vielmal den magnetisierenden Strom vor den Messungen; nachher schloss ich den Galvanometerzweig und schaltete den Strom immer wieder in derselben Richtung ein. Zur ballistischen Messung des Feldes diente eine kleine Spule *g* aus dünnem Draht, dessen äussere Fläche 3,5 cm, seine Dicke 5 mm, die Windungsfläche 440,8 cm^2 war; durch einen veränderlichen Widerstand *z* konnte man diese Spule dem Galvanometer anschliessen, wenn die Wippe das Paar 3, 4 des Kommutators mit dem Paar 5, 6 verband. Die Galvanometerkonstante wurde durch zwei grosse, konaxiale Spulen bestimmt, deren gegenseitiges Potential bekannt war. Es ist selbstverständlich, dass ich bei diesen Messungen den remanenten Magnetismus berücksichtigt habe. Die Kurve, welche die Abhängigkeit von $\frac{\Delta W}{W}$ von der Feldstärke wiedergiebt, ist ein auf rechtwinkelige Achsen bezogener Hyperbelzweig, der durch den Koordinatenanfang läuft. Nach der Methode der kleinsten Quadrate finde ich folgende Gleichung der Kurve:

$$H^2 = \frac{\Delta W}{W}\left(\frac{\Delta W}{W}\, 46318 + 5727{,}3\right) \cdot 10^4.$$

Tabelle I.

H	$\frac{\Delta W}{W} \cdot 10^5$	H berechnet	Differenz %
50	4,32	49,5	+1,0
100	17,87	101,0	−1,2
200	66,05	105,0	+2,6
300	162,42	307	−2,3
400	287,01	410	−2,5
500	436,9	509	−1,8
600	606,4	603	−0,6
700	795,6	697	+0,4
800	1022,1	796	+0,5
900	1261,5	892	+0,9
1000	1539,4	991	+0,9
1100	1792,2	1084	+1,5
1200	2084,3	1181	+1,6
1300	2398,7	1281	+1,5
1400	2712,2	1378	+1,6
1500	3075,1	1483	+1,3
1600	3454,4	1591	+0,6
1700	3844,2	1699	0,0
1800	4272,1	1815	−0,8
1900	4721,3	1933	−1,2
2000	5187,4	2053	−2,6

Vorstehende Tabelle bringt die aus der Kurve berechneten Werte von H.

In der dritten Kolumne der vorstehenden Tabelle sind die Werte von H angegeben, welche aus der obigen Formel durch Ersetzung von $\frac{\Delta W}{W}$ mit den Werten der zweiten Kolumne berechnet wurden. Die Übereinstimmung ist befriedigend; daher kann man behaupten, dass das Gesetz der Veränderlichkeit des Wismutswiderstandes mit dem magnetischem Felde hyperbolisch ist. Ein solcher Resultat bestätigt die Versuche von Lenard und Henderson für Feldstärken über 2000 E., und erklärt auch, warum Goldhammer für schwache Felder ein parabolisches Gesetz aufgestellt hat.

Es ist bekannt, dass der Wismutwiderstand von seiner Richtung zu den Kraftlinien abhängig ist; daher schien es mir von Bedeutung den Fehler zu bestimmen, dem man begegnet, wenn bei der Bestimmung eines magnetischen Feldes mittels einer Wismutspule dieselbe nicht senkrecht zum Felde ist, d. h. wie sich der Widerstand mit dem Winkel ändert, den die Spule mit den Kraftlinien bildet. Zu diesem Zwecke habe ich auf den Spulenkopf eine Alhidade festgeklemmt, welche sich zur Winkelmessung auf einem in Graden geteilten Kreise drehen konnte. Die Spule wurde senkrecht zum Felde gestellt, indem man den grössten Galvanometerausschlag beobachtete; von diesem Orte aus wurden die Widerstandsänderungen für abnehmende Winkel von $11^0 15'$ gemessen. In der ersten Kolumne folgender Tabelle sind die Winkel angegeben, die zweite und vierte geben die korrigierten Galvanometer-Ablesungen für zwei verschiedene Feldintensitäten, die dritte und fünfte Kolumne führen die berechneten Werte, wenn man ein sinoidales Gesetz für solche Änderungen annimmt und für die Amplitude der Sinuskurve die halbe Differenz der Grenzwerte bildet.

α	Feldstärke 582		300	
	Beobachtet	Berechn.	Beobachtet	Berechn.
0^0	199,5 mm	—	55,2 mm	—
$11^0\ 15'$	202,4 „	202,7	56,2 „	55,1
$22^0\ 30'$	211,0 „	212,0	58,5 „	58,6
$33^0\ 45'$	224,4 „	225,9	62,4 „	62,5
45^0	243,0 „	242,4	66,6 „	66,9
$56^0\ 15'$	259,0 „	258,7	71,2 „	71,4
$67^0\ 30'$	273,1 „	272,7	75,3 „	75,3
$78^0\ 45'$	282,4 „	281,9	77,7 „	77,7
90^0	285,2 „	—	78,7 „	—

Daher kann der Widerstand der Spule durch folgende Formel ausgedrückt werden:

$$W = W_0 + A\,(1 + \cos 2\,\alpha)$$

wo W_0 den Widerstand bei einem Winkel 0^0 darstellt.

J. Henderson studierte, ob Wismut, ebenso wie Eisen und Nickel, die Widerstandshysteresis erfährt; seine innerhalb der Fehlergrenze bleibenden Ergebnisse können die Frage nicht entscheiden. Wegen ihrer Empfindlichkeit war meine Methode geeignet, um eine solche Frage wieder in Angriff zu nehmen; nachdem ich von den Polschuhen des Elektromagnets die Spule entfernt hatte, kommutierte ich vielmals in den Windungen einen starken Strom, um ein bestimmtes grosses Feld zu erhalten. Nachdem der Strom unterbrochen wurde, brachte ich die Spule wieder an ihren Platz und schaltete den gleichen Strom wieder ein. Nach nochmaliger Stromunterbrechung zeigte das Galvanometer gar keine Änderung des ursprünglichen Widerstandes. Negative Resultate habe ich ebenfalls erhalten, wenn das magnetische Feld von einer grossen eisenfreien Spule erzeugt und wenn vorher die Wismutspule durch immer schwächere Wechselströme entmagnetisiert wurde. Daher kann man behaupten, dass bei der Änderung des elektrischen Widerstandes durch ein magnetisches Feld keine Hysteresis bemerkbar ist.

Anstatt solcher Hysteresis ist es wahrscheinlich, dass eine Art „viskose Hysteresis" vorhanden ist, d. h. die Widerstandsänderungen folgen den Feldänderungen nicht unmittelbar. In der That fand Eichhorn, indem er den Widerstand einer in einem ungleichförmigen 7000 E.-Felde beweglichen Wismutspule studierte, dass der Widerstand der beweglichen Spule kleiner als derjenige der ruhenden ist, wenn die Bewegung von einem schwachen zu einem grossen Felde geschieht, grösser aber in dem entgegengesetzten Falle. Daher schien es mir von Bedeutung, das Verhalten des Widerstandes zu verfolgen, wenn die Spule sich in einem magnetischen Wechselfelde befindet. Ein Elektrodynamometer mass die Intensität des fünfzigperiodigen Wechselstromes, welche sich zwischen 10 und 20 Ampère änderte. Vergleicht man die hierbei erhaltenen Resultate mit den mit einem Gleichstrom gleicher Intensität erhaltenen Werten, so zeigt es sich, dass die Erscheinung komplizierter Natur zu sein scheint und wahrscheinlich sowohl von der Periode als auch von der Amplitude des Wechselstromes abhängig ist. Man kann aber behaupten, dass der Mittelwiderstand in einem Wechselfelde viel kleiner ist als der entsprechende für ein konstantes von einem Gleichstrom erzeugtes Feld, dessen Intensität gleich dem effektiven Werte des Wechselstromes ist.

Am Schlusse sei mir gestattet, Herrn Prof. Dr. H. F. Weber für das zur Verfügung gestellte Beobachtungsmaterial und die erteilten Ratschläge meinen innigsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 21. November 1904.)

Über Aktinium-Emanium.

Von F. Giesel.

(Erwiderung an Herrn A. Debierne.)

In dieser Zeitschrift **5**, 732, 1904 hat Herr Debierne eine Mitteilung über Aktinium in Bezug auf mein Emanium gebracht. Da diese Abhandlung den Eindruck macht, als habe Herr Debierne die Klärung dieser Angelegenheit herbeiführen müssen und auch manches in einem falschen Lichte dargestellt ist, so sehe ich mich zu folgender Berichtigung veranlasst.

Die Gelegenheit zu vergleichenden Prüfungen habe ausschliesslich ich gegeben und zwar durch meinen Besuch in Paris und durch die Überlassung von Emaniumpräparaten an Forscher. Herr Debierne hat auf alle[1]) meine Publikationen, die sich auf einen Zeitraum von drei Jahren erstrecken, mit Stillschweigen geantwortet, wiewohl ich von Anfang an immer auf eine mögliche Identität mit Aktinium hingewiesen habe. Er ist auch meiner wiederholten Bitte um Überlassung einer kleinen Probe seines Präparates zwecks Vergleich nicht nachgekommen, obgleich ich an Frau Curie eine Probe meines Präparates gesandt hatte. Ohne direkten Vergleich war für mich eine Feststellung nach den früheren mangelhaften Angaben über Aktinium unmöglich. Auch heute bestehen deshalb noch Zweifel bezüglich der Abklingungskonstanten.[2])

Ich habe an meinen Präparaten, neben den für eine Identität mit Aktinium sprechenden Eigenschaften, auch so viel neue angegeben, die vom Aktinium weder bekannt waren, noch später angegeben wurden, dass ich schliesslich, da eine Bestätigung der prägnantesten Eigenschaft ausblieb, meiner Substanz den Namen „Emanium" gab. Dass ich damit vorsichtig und zögernd zu Werke ging, geht aus meinen Abhandlungen hervor.

Wenn Herr Debierne sagt: „Die Emanation ruft natürlich die Phosphoreszenz verschiedener Substanzen hervor, besonders die vom Zinksulfid; wie bei der Radiumemanation kann man dann an dieser die von Crookes entdeckte Szintillationserscheinung beobachten" — so bemerke ich hierzu, dass das gar nicht natürlich ist; das ist erst von mir festgestellt worden. Ich habe gezeigt, dass grade die Wir-

1) Ber. **35**, 3608, 1902; **36**, 342, 1903; **37**, 1696, 1904.
2) Vergl. Berichte **37**, 3963, 1904.

kung auf den Zinksulfidschirm meine Substanz hervorragend charakterisiert und dass sie verschieden ist von derjenigen des Radiums. Auch ist das Szintillieren ein ganz anderes, als wie beim Radium. Herr Debierne hat erst 1903 (also nach meiner diesbezüglichen Veröffentlichung) erkannt, dass die durch Aktinium-Emanation hervorgerufene Ionisation bedeutend grösser ist, als bei der Strahlung des festen Körpers. Die Wirkung auf den Zinksulfidschirm war ihm an seinen Präparaten noch bei der erwähnten Begegnung in Paris neu. Ich konstatiere auch, dass ich in Paris nicht die alten Thor-Aktiniumpräparate, sondern die neueren, welche wie meine Präparate der Cergruppe angehören, gesehen habe. Schliesslich sei noch richtig gestellt, dass nicht die von Runge und Precht angestellte spektroskopische Untersuchung ergeben hat, dass meine Substanz aus Lanthan besteht, sondern dass ich vorher Lanthan schon analytisch nachgewiesen habe.

Über den Stand der Angelegenheit selbst habe ich eine Notiz in den Ber. d. Chem. Ges. **37**, 3963, 1900 gebracht. Herr Soddy hat in seinem neuen Buche über „Radioaktivität", in dem bereits die Identität von Aktinium und Emanium angenommen ist, die beiderseitigen Arbeiten richtig nach ihrem Wert erkannt und gebührend berücksichtigt.

Es macht einen merkwürdigen Eindruck, wenn Herr Debierne diktiert: „Der Name Aktinium ist daher ausschliesslich zur Bezeichnung dieser (meiner) radioaktiven Substanz anzuwenden etc." Diese Notwendigkeit wird sich von selbst aus den Thatsachen ergeben. Eine Schmälerung meiner vollständig unabhängig gemachten Entdeckungen werde ich nicht zulassen.

(Eingegangen 7. November 1904.)

Beiträge zur Kenntnis der ultraroten Emissionsspektra der Elemente.

Von Hans Lehmann.

In Fortsetzung meiner früheren Untersuchungen über die ultraroten Emissionsspektra[1]), welche ich mittels direkter Photographie vorgenommen habe, ist es mir neuerdings gelungen, mit Hilfe der phosphoro-photographischen Methode ein ganz erhebliches Stück weiter in das Infrarot einzudringen.

Diese Methode gestattet es, ziemlich scharf und noch gut messbar Linienspektra abzubilden, vorausgesetzt, dass hierbei für die betreffenden Spektralgebiete gut achromatisierte optische Systeme zur Anwendung kommen. So gelang es mir, eine grössere Anzahl von den mittels der Seriengleichungen von Kayser und Runge (von W. Ritz neuerdings verbessert) vorausberechneten Linien objektiv zu fixieren.

Von Interesse waren zunächst die noch fehlenden Linien der Alkalimetalle im äussersten Ultrarot. Während sich mittels direkter Photographie die Linien nur bis zur Wellenlänge von 920 $\mu\mu$ nachweisen liessen, konnte ich jetzt bis zur Wellenlänge 1700 $\mu\mu$ vordringen. In dieser Gegend von 1700 $\mu\mu$ besitzt z. B. Rubidium ein Linienpaar, welches nach den Seriengleichungen von Kayser und Runge der ersten Nebenserie angehört und die Ordnungszahl $n = 3$ besitzt. Es ist also die Grundlinie der ersten Nebenserie. Ein ausserordentlich starkes Linienpaar konnte ich in der Gegend von 1400 $\mu\mu$ nachweisen, welches die Grundlinie der von mir früher gefundenen zweiten Nebenserie des Rubidiums für die Ordnungszahl $n = 3$ darstellt.

Ferner fand ich sehr starke Linien für Kalium bei etwa 1250 $\mu\mu$ und für Natrium bei etwa 1150 $\mu\mu$, welche Linien beide der zweiten Nebenserie angehören. So habe ich noch eine grosse Anzahl vorausberechneter Linien bei Untersuchung anderer Elemente finden können.

Genaueres über die Methode und die Messungsresultate, welche für den Ausbau der Serientheorie von einiger Bedeutung zu werden versprechen, gedenke ich in nächster Zeit zu veröffentlichen.

München, physikal. Inst. der Technischen Hochschule, November 1904.

(Eingegangen 10. November 1904.)

1) Ann. d. Phys. **5**, 633, 1901; **8**, 643, 1902; **9**, 246, 1902; **9**, 330, 1902; Zeitschr. f. wiss. Photographie etc., Band **1**, 135, 1903.

Reflexion und Refraktion mittels einer natürlich gekrümmten Fläche zwecks Demonstration geometrisch-optischer Grunderscheinungen.

(Zweite Mitteilung.[1]))

J. J. Taudin Chabot.

Wenn eine von zwei gegenseitig gravitierenden Massen um eine mit der Gravitationsrichtung koinzidierende Achse rotiert, während sie sich plastisch nach der von der anderen Masse abgekehrten Seite zu bethätigen vermag, gestaltet sich dieser Teil ihrer Oberfläche kon-

1) 1. Mitteilung: **3**, 331, 1902.

kav, mit der Paraboloidkuppe als angestrebte Gleichgewichtsform.

So wäre der Mondkörper einer Paraboloidschale ähnlich, — die von uns abgewandte Seite konkav — wenn er während der Erstarrung um eine durch Erde gelegte Achse rotiert hätte[1]), und so vertieft sich nach der Paraboloidkuppe die Oberfläche einer Flüssigkeit, welche wir in einem starrwandigen Gefäss um die Vertikale rotieren lassen.

In meiner ersten Mitteilung über Reflexion und Refraktion mittels einer natürlich gekrümmten Fläche[2]) enthält nun die Ableitung, entsprechend der beschreibenden Kurve dieser Fläche, $y^2 = \frac{2g}{n^2} x$, von Brennweite F, und Konkavität C, abhängig von Tourenzahl T, bezw. Durchmesser D, des Gefässes, eine Beschränkung, wofern das der Flüssigkeit übergelagerte Medium dort ausser Betracht bleibt.

Verallgemeinert man unter Berücksichtigung auch des letzteren mit einer Winkelgeschwindigkeit n_1 und einer Dichte ϑ_1, bei einer Dichte ϑ der untengelagerten Flüssigkeit die Gleichung der beschreibenden Kurve,

$$y^2 = 2g \frac{\delta - \delta_1}{\delta n^2 - \delta_1 n_1^2} x,$$

so erhellt sofort, dass die Oberfläche nunmehr allgemein anzusprechen als Trennungsfläche zweier Medien, nicht nur konkav, sondern auch eben und konvex (Parabelachse abwärts) sein kann, je nachdem

$$\delta n^2 \overset{<}{\underset{>}{=}} \delta_1 n_1^2 \quad \text{bezw.} \quad \frac{\delta}{\delta_1} \overset{<}{\underset{>}{=}} \frac{n_1^2}{n^2}.$$

Im Falle das oben gelagerte Medium, wie es die erste Mitteilung stillschweigend annahm, ein Gas ist, dessen Dichte δ_1 verschwindend klein gegen diejenige δ des unteren Mediums, der Flüssigkeit, also wenn $\delta_1 = 0$, tritt jeweils der besondere Ausdruck an die Stelle des allgemeinen.

Es erübrigt zu untersuchen, inwiefern diesen theoretischen Anforderungen praktisch genügt werden kann:

Um einen merkbaren Effekt zu erzielen, müssen beide Medien, deren Trennungsfläche wir krümmen wollen, Dichten haben von gleicher Grössenordnung. Es liegt sonach nahe, als oberes Medium gleichfalls eine Flüssigkeit zu wählen, d. h. zwei unvermischbare Flüssigkeiten übereinander zu schichten, und diese dann mit differenten Tourenzahlen

$$T = \frac{30}{\pi} n \quad \text{und} \quad T_1 = \frac{30}{\pi} n_1,$$

in Umdrehung zu versetzen.

Am einfachsten gelingt solches, wenn man, wie zu den Plateauschen Versuchen ein Öl, Wasser und Alkohol verwendend, von diesen jetzt nur das Öl auf Wasser oder den Alkohol auf das Öl schichtet. Nachdem zunächst eine Rührschaufel in die obere der beiden Flüssigkeiten des Glascylinders auf der Schwungmaschine tauchte und von dieser letzteren unabhängig bewegt werden konnte, zeigte sich alsbald die Rührschaufel entbehrlich: das Öl nämlich folgte bei grösseren Viskosität-Variationen der Winkelgeschwindigkeit des Glascylinders prompter als die leichter fliessenden Wasser und Alkohol, welche dementsprechend bei einer positiven Beschleunigung der Gefässrotation anfänglich gegen das Öl zurückblieben, bei einer negativen voreilten. Die Ausgleichszeiten dieser anfänglichen Phasenunterschiede waren aber vollständig genügend, um die gesuchte Erscheinung zu beobachten.

Je nachdem das Öl unten oder oben geschichtet, d. h. mit Alkohol oder mit Wasser gepaart, erscheint und je nachdem sodann die Rotation des Glascylinders positiv oder negativ beschleunigt wird, vermag man die Trennungsfläche beider Medien beliebig nach unten zu krümmen, plan zu machen oder nach oben zu krümmen; dazu muss sukzesive das untere Medium schneller rotieren als das obere, das Verhältnis der Quadrate beider Winkelgeschwindigkeiten umgekehrt proportional sein dem Verhältnis der Dichten oder das obere Medium schneller rotieren als das untere. Je nachdem Öl und Wasser oder aber Alkohol und Öl übereinander geschichtet sind, tritt erstgemeintes ein bei negativer oder bei positiver, bezw. letztgemeintes bei positiver oder bei negativer Beschleunigung der Gefässrotation.

Eine Ölschicht zwischen Wasser und Alkohol gestaltet sich bikonkav bei positiver, bikonvex bei negativer Beschleunigung der Rotation, welche Erscheinung besonders deshalb bemerkenswert heissen darf, weil sie zugleich, dank einer inneren Verwandtschaft zwischen den hier beschriebenen Versuchen und den vorgemeinten von Plateau einen zum Gelingen eines dieser letzten sehr wesentlichen für gewöhnlich jedoch wohl nicht beachteten Faktor offenbart: Gleich wie die Ölschicht, nämlich, so lange sie schneller rotiert als die beiden angrenzenden flüssigen Medien, bikonkave Form annimmt, vertieft sich Plateaus rotierender Öltropfen von beiden Seiten, der vertikalen Drehachse entlang, bis die Vertiefungen zusammentreffen, die in der Achse durchbrochene Kugel zu einem Ring wird, und zwar auch jetzt während das umgebende Medium eine geringere Rotations-

1) Diese Thatsache, gleichgültig ob sie beim Erdmond zutrifft oder nicht, zeigt, wie es auch im Weltraum Körper geben kann von merklich anderer gesetzmässiger Gestaltung, als der des blossen Sphäroids.

2) Diese Zeitschr. 3, 331, 1902.

geschwindigkeit hat, als der Öltropfen selbst. Solches nun, obwohl sehr wesentlich, pflegt eben nicht betont zu werden. Demgemäss lässt sich in Plateaus Versuchen teilweise eine noch weitere Verallgemeinerung der gegenwärtigen erblicken.

Die Paraboloidfläche ist stets Halbierungsfläche des konachsigen Cylinders; somit kann die obere Grenzfläche des zu oberst geschichteten Mediums unter einer planparallelen Glasplatte, welche den vollkommen mit Flüssigkeit gefüllten Glascylinder deckelartig abschliesst, eben gehalten werden.[1]) Eine über der Glasplatte aufgehängte Lampe, deren Strahlen durch sie hindurch in den Cylinder wiederum (vgl. erste Mitteilung) eindringen, erlaubt jetzt je nach dem Verhältnis der optischen Brechungsexponenten und der jeweils erzielten Krümmung der Trennungsfläche Divergenz, sowohl wie Konvergenz des passierenden Strahlenbündels herbeizuführen, mithin diese geometrisch-optischen Grunderscheinungen in nunmehr vollem Umfang zu demonstrieren.

Der Versuch, das Paraboloidkonkav abzugiessen (vgl. erste Mitteilung), veranlasste mich u. a. zu folgenden Beobachtungen: Luftblasen haben unter der Oberfläche des rotierenden Mediums, wenn Wasser, Bestand in auffallender Grösse: die Oberflächenspannung ist hier also wohl gewachsen. Sie streben dem Scheitel des Paraboloids, d. h. der Rotationsachse, zu, offenbar infolge der Centrifuga des schwereren Wassers, welches dieselben aus den peripheren Bezirken verdrängt, eben ohne dass sie durch die Oberfläche entweichen können. Weitere Mitwirkung kapillarer Kräfte (Fortbewegung nach der stärker gekrümmten Seite[2])) anzunehmen, dürfte nicht unbedingt notwendig sein.

Das Paraboloidkonkav bleibt nahezu sphärisch, wofern die Zahl $\frac{D}{F}$ klein ist: Die geringste Entfernung, E, zwischen Paraboloidfläche und allen um $\frac{D}{2}$ von der Achse distanten Punkten einer mit ihr im Scheitel koinzidierenden Kugelfläche vom Radius F beträgt, unter Entwicklung des Ausdrucks in eine Reihe,

$$E = F\left[2^{-7}\left(\frac{D}{F}\right)^4 - 2^{-15}\left(\frac{D}{F}\right)^8 \cdots\cdots\right].^{1)}$$

1) Es genügt dazu in der Hauptsache ein sogen. Konservenglas, dessen mittels Metallring anzuschraubenden porzellanenen Deckel man durch eine ebenfalls auf Gummiring ruhende Glasplatte ersetzt. Eine sehr einfache Demonstration, sogar ohne Schwungmaschine, ergiebt die Aufhängung des vorgezeichneten Gefässes an eine Saite oder Schnur, wenn man diese tordiert und dann das System sich selbst überlässt, so dass es einige Torsionspendelungen ausführt. — Flüssigkeiten stehen in einer Mehrzahl zur Verfügung; leicht zu beschaffen sind u. a. Glyzerin, Äther, Schwefelkohlenstoff.

2) Auf eine besondere Nutzanwendung dieser Kräfte sei hier indessen nebenbei hingewiesen: Im Falle einer jener lästigen Anlagerungen eines Fremdkörperchens (Kohlestäubchens oder dgl.) aussen an die Hornhaut des Auges bedecke man dasselbe sofort ganz lose mit dem Augenlid unter Vermeidung, trotz Reizgefühls, jeder Manipulation; fast immer schwimmt dann das Partikelchen alsbald zwischen Hornhaut und Augenlid in der ellipsoiden Schale von gerade unter Einfluss des abnormen Reizes reichlicher abgesonderter Flüssigkeit nach dem einen oder dem anderen Augenwinkel, woher man es leicht entfernen kann; die motorische Kraft ist offenbar kapillarer Natur, eine Fortbewegung in der ellipsoiden Fläche nach den Stellen grösster Krümmung. Die Erkenntnis, welche sich mir schon wiederholt nützlich erwies, dürfte weitere Verbreitung verdienen, als sie es zu haben scheint.

1) Wenn ein sphärischer Spiegel zu einem parabolischen abgeschliffen werden soll und es sind beispielsweise, $D = 2$ M und $F = 16$ M, so ergiebt sich, unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung als $\left(\frac{D}{F}\right)^8$, für die grösste abzunehmende Schichtstärke, am Rande, der äusserst geringe Wert von rund 30 μ.

Zürich, 13. Oktober 1904.

(Eingegangen 14. Oktober 1904.)

Über die Schwingungsform des Stieles der Edelmannschen Stimmgabeln.

Von P. Ostmann.

In neuester Zeit sind von ohrenärztlicher Seite sehr eigenartige Anschauungen über die Wirkung longitudinaler Schwingungen des Stieles einer auf den Schädel aufgesetzten, schwingenden Stimmgabel auf den Hörapparat ausgesprochen worden. Diese longitudinalen Schwingungen glaubte Professor Bezold in München auch graphisch zur Darstellung gebracht zu haben, indem er die tiefste, mit ihren Gewichten belastete Edelmannsche Gabel über den Zeigefinger hängte und auf berusster Glasplatte, an der die Gabel vorbeigeführt wurde, schreiben liess. Diese Versuchsanordnung erschien mir allzu einfach.

Um mir nun über diese longitudinalen Schwingungen ein eigenes Urteil zu bilden, habe ich die nachstehenden experimentellen Untersuchungen vorgenommen mit dem Resultat, dass der Stiel der Edelmannschen Gabeln nicht longitudinale, sondern transversale Schwingungen bestimmten Charakters ausführt.

Die Angaben Rieckes[1]), welche sich wohl mit den bisher allgemein gültigen Annahmen decken: „Die Zinken schwingen gleichzeitig nach innen und gleichzeitig nach aussen; das untere Ende der Gabel, an dem der sie tragende Stiel befestigt ist, schwingt nach unten, wenn die Zinken nach innen, nach oben, wenn sie nach aussen gehen", treffen für die einfachste

1) Lehrbuch der Physik; I. Bd. Leipzig 1902; S. 309 und 310.

Form der Stimmgabeln, z. B. für die Appunnsche Gabel von 32 Schwingungen, zu.

Diese Gabel ist stiellos und besteht aus einem 4 mm dicken, gebogenen Metallstab. Jede Zinke misst bis zum Knotenpunkt 14 cm und trägt an ihrem oberen Ende ein scheibenförmiges Gewicht. Versetzt man diese Gabel, indem man sie an einem der Knotenpunkte fixiert, in kräftige Schwingungen, so kann man sich schon mit dem unbewaffneten Auge von den longitudinalen Schwingungen des zwischen den beiden Knotenpunkten gelegenen Abschnittes der Stimmgabel — sagen wir: ihres Körpers — überzeugen.

Ganz anders aber wird die Schwingungsform des Körpers und Stieles einer Stimmgabel, sobald ihre einfachste Form wie bei den Edelmannschen Gabeln verlassen wird.

Ich habe die ganze Reihe der Edelmannschen Gabeln auf die Schwingungsform des Körpers und Stieles untersucht, soweit bei der Kleinheit der Bewegungen diese überhaupt sichtbar gemacht werden konnten.

Methode der Untersuchung.

Erste Versuchsanordnung. Die Gabeln werden in einen erschütterungsfreien Parallelschraubstock zwischen $1^1/_2$ cm im Quadrat messenden Korkplatten mit dem Stiele eingeklemmt; dann feinstem Mehlstaub ausgesetzt, so dass sich zahlreiche kleinste Körnchen auf Körper und Stiel niederlassen. Der Weg eines dieser Körnchen, welcher bei lebhafter Schwingung der Gabel zurückgelegt wird, wird unter dem Mikroskop, welches gleichfalls auf erschütterungsfreiem Tisch aufgestellt ist, beobachtet und gemessen.

Zur Anwendung kamen: Okular 2 mit Objektiv 1, 3, 4, 5 Leitz-Wetzlar; die beiden letzten Objektive in Kombination mit dem Vertikal-Illuminator. Es musste mit der Möglichkeit gerechnet werden, dass die Einklemmung des Stieles die Schwingungsform und insbesondere ev. vorhandene longitudinale Schwingungen desselben beeinträchtigen könnte. Deshalb wurde folgende weitere Versuchsanordnung gewählt.

Zweite Versuchsanordnung. Ein für jede zu untersuchende Gabel entsprechend stark gewählter, kurzer Eisenstab wird mit seinem einen Ende in den erschütterungsfreien Parallelschraubstock fest eingeklemmt. Die obere Fläche des anderen Endes dieses Stabes wird mit einer 5 mm dicken, in sich möglichst festen Korkplatte belegt, deren obere seitliche Kanten durch Abschrägung der seitlichen Flächen nach aussen so weit vorspringen, dass auf diesen scharfen Kanten allein die Gabel mit ihren Knotenpunkten ruht, wenn dieselbe mit den Zinken nach unten über den Stab gestülpt wurde. Auf den Querschnitt des senkrecht nach oben stehenden Stieles wurden nun wiederum in der erwähnten Weise feinste Mehlkörnchen gesammelt, und der Weg, den eines derselben bei kräftigen Schwingungen der Gabel machte, unter dem Mikroskop beobachtet und gemessen.

Das Mikroskop war auf einem erschütterungsfreien Tische aufgestellt. Durch diese Versuchsanordnung war einerseits ein völlig freies Schwingen der Zinken wie des Stieles gewährleistet; denn die Gabel fand ihre einzige Unterstützung auf scharfer Kante an den Knotenpunkten; andererseits mussten die geringsten longitudinalen Schwingungen des Stieles sich dadurch verraten, dass ein bei ruhender Gabel scharf eingestelltes Körnchen während der Schwingung verschwand und wieder auftauchte, aber keine hellleuchtende Linie zog. Diese musste dagegen bei transversaler Schwingung auftreten und, sofern die Schwingung rein transversal war, in allen ihren Teilen gleich scharf und deutlich sein, sofern jedoch die Schwingung gleichzeitig in transversaler und longitudinaler Richtung stattfand, je nach der Einstellung des Mikroskops, bald an den Enden, bald in der Mitte deutlicher werden.

Bei den Versuchen wurden die Gabeln mit Hilfe meines Stimmgabelspanners von innenher in Schwingungen versetzt.

Versuche an der tiefsten Edelmannschen Gabel.

A. Nach der 1. Versuchsanordnung Die Gabel ist unbelastet.

Vergrösserung 115, Okular 2, Objektiv 4, Vertikal-Illuminator. Leitz. Spannung der Gabel 9.

1. Versuch. Beobachtungspunkt: Körper der Gabel; 3 mm vom konkaven Rande oberhalb des „A" in „Edelmann".

Schwingungsform: Das Körnchen eilt nach Erregung der Gabel in flachem, transversal gestelltem Bogen hin und her; die Konkavität des Schwingungsbogens ist dem konkaven Rande der Stimmgabel zugewandt, steht „zinkenwärts", und ist wesentlich stärker als die Konkavität eben dieses Stimmgabelrandes.

Je mehr die Intensität der Schwingung abnimmt, um so mehr flacht der Bogen ab, bis die transversale Schwingung bei einer durchlaufenen Bahn von 2 Mikrometerabschnitten = 0,018 mm gradlinig erscheint.

Das Körnchen durchläuft (Mittelwerte aus 3 Versuchen):

in der 2. Sekunde der Schwingung einen transversalgestellten Bogen, dessen Sehne 0,045 mm beträgt;

in der 7. Sekunde der Schwingung einen trans-

versalgestellten Bogen, dessen Sehne 0,027 mm beträgt;
in der 21. Sek. einen gradlinigen Weg von 0,018 mm
„ 45. „ „ „ „ „ 0,009 „
„ 70 „ „ „ „ „ 0,0045 „

2. Versuch. Beobachtungspunkt: Stimmgabelstiel, 1 mm von seinem Ansatz an den Körper der Gabel.

Schwingungsform. Transversal gestellter Bogen, dessen Radius kleiner ist wie der des Bogens im 1. Versuch. Die Konkavität des Bogens sieht „zinkenwärts" und verschwindet relativ schnell, wodurch eine rein transversale gradlinige Schwingung entsteht. Die Gestalt des Schwingungsbogens erinnert sehr lebhaft an die Form eines Kommas.

Schwingungsgrösse und Schwingungsdauer.

Das Körnchen durchläuft (Mittelwerte aus 3 Versuchen):

in der	6.	Sekunde	0,018	mm
„ „	19.	„	0,009	„
„ „	34.	„	0,0045	„

3. Versuch. Beobachtungspunkt. Ende des Stieles.

Schwingungsform. Gradlinig transversal vom Beginn der Schwingung an.

Das Körnchen durchläuft (Mittelwerte aus 3 Versuchen):

in der	6.	Sekunde	0,027	mm
„ „	8.	„	0,023	„
„ „	26.	„	0,009	„
„ „	48.	„	0,0045	„

Eine Vergleichung der Schwingungsgrössen zeigt, dass am Ansatz des Stieles die Schwingungen kleiner als am Ende desselben waren.

Die Schwingungsform des völlig unbehindert schwingenden Stieles der mit ihren Gewichten bei Schwingungszahl 24 belasteten, tiefsten Edelmannschen Gabel wurde schliesslich durch mehrere Versuche

B. nach der 2. Versuchsanordnung bestimmt, unter Anwendung von 70facher Vergrösserung (Objektiv 3, Okular 2 Leitz) Spannung 8. Hierbei ergab sich folgendes Resultat:

Sobald die Gabel in Schwingungen versetzt wird, zieht jedes Körnchen eine äusserst feine, scharf begrenzte, helle Linie, welche in transversaler Richtung verläuft und in allen ihren Teilen während der ganzen Dauer ihres Bestehens völlig gleichmässig scharf erscheint. Es besteht somit neben der transversalen Schwingung eine longitudinale Schwingung des Stielendes nicht, soweit sich durch eine 70—115fache Vergrösserung nachweisen lässt.

Um dieses Resultat einwandfrei zu erhalten, waren bei dieser grössten, durch ihre Gewichte besonders schweren Gabel die sorgsamsten Vorkehrungen zu treffen, damit nicht etwa der Aufhängungsapparat der Gabel in Mitschwingungen geriet, wodurch sehr leicht Eigenschwingungen des Stimmgabelstieles in longitudinaler Richtung vorgetäuscht werden konnten. Es wurde deshalb der in den erschütterungsfreien Schraubstock eingeklemmte Aufhängungsstab der Gabel noch durch ein starkes eisernes Gerüst gestützt, welches seinen Fusspunkt auf einem in die Steinwand eingemauerten, dicken Eisenstab fand.

Durch Messung der Schwingungsamplitude stellte sich heraus, dass der uneingeklemmte Stiel nicht unwesentlich grössere Schwingungen ausführte als der eingeklemmte. Die Schwingung betrug (Mittel von 3 Messungen) in der

10.	Sekunde des Abschwingens	0,16	mm
13.	„ „ „	0,128	„
24.	„ „ „	0,064	„
33.	„ „ „	0,048	„
45.	„ „ „	0,032	„
61.	„ „ „	0,016	„
87.	„ „ „	0,008	„

Aus diesen Versuchen geht hervor, dass der Stiel der tiefsten Edelmannschen Gabel nicht in longitudinaler, sondern in transversaler Richtung schwingt.

Es lag nun die Vermutung sehr nahe, dass die Schwingungsform des Stieles der höheren Gabeln genau die gleiche wie die der tiefsten sei. Ich habe demgemäss meine Untersuchungen auf die höheren Gabeln ausgedehnt und habe für den Stiel dieser, soweit die Kleinheit der Schwingungen eine Untersuchung zulässt, eine genau gleiche Schwingungsform wie für die tiefste Gabel gefunden.

Edelmannsche Gabel unbelastet C.

Frei aufgehängt nach der 2. Versuchsanordnung; Vergrösserung 115; Objektiv 4. Okular 2, Vertikal-Illuminator Leitz. Spannung 6.

Die Grösse der rein transversalen Schwingungen des Stielendes beträgt im Mittel von 4 Messungen in der:

7.	Sekunde der Schwingung	0,045	mm
18.	„ „ „	0,027	„
31.	„ „ „	0,018	„
63.	„ „ „	0,009	„

Edelmannsche Gabel unbelastet G.

Versuchsanordnung, Vergrösserung und Spannung wie bei Gabel C.

Die Schwingung des Stielendes ist rein transversal und beträgt in der:

6.	Sekunde der Schwingung	0,027	mm
33.	„ „ „	0,009	„
54.	„ „ „	0,0045	„

Edelmannsche Gabel unbelastet c.

Versuchsanordnung und Vergrösserung wie vor; Spannung 5.

Die Schwingung des Stielendes erfolgt in transversaler Richtung und beträgt in der:

11. Sekunde der Schwingung 0,009 mm
19. „ „ „ 0,0045 „

Bei Untersuchung der Schwingungen des Stieles nach der 1. Versuchsanordnung lassen sich keine Schwingungen mit 115 facher Vergrösserung mehr nachweisen.

Edelmannsche Gabel unbelastet g.

Vergrösserung 210. Objektiv 5. Okular 2, Vertikal-Illuminator Leitz. Versuchsanordnung und Spannung wie vorher.

Die Schwingung des Körnchens ist transversal und gradlinig. Ihre Grösse beträgt in der:

5. Sekunde des Abschwingens 0,0067 mm
10. „ „ „ 0,0022 „

Bei noch höheren Gabeln konnte ich wegen der Kleinheit der Bewegungen die Schwingungen des Stieles nicht mehr sichtbar machen.

Die theoretische Begründung für diese den bisherigen Annahmen zuwiderlaufende Thatsache der transversalen Schwingung des Stieles der Edelmannschen Gabeln und somit wohl unzweifelhaft aller ähnlich gebauten Gabeln muss ich anderen überlassen; mir scheint es, als ob durch die besonders kräftige Entwicklung des Körpers der Gabel der Widerstand, den seine Masse der longitudinalen Verschiebung der Teilchen entgegensetzt, gegenüber der lebendigen Kraft der schwingenden Zinken so gross wird, dass eine longitudinale Verschiebung nicht mehr zustande kommen kann, sondern nur andeutungsweise in der bogenförmigen transversalen Schwingung zum Ausdruck gelangt. Je geringer die bewegende Kraft der Zinken wird, desto mehr wird die Bewegung des Körpers der Gabel rein transversal.

Von dieser transversalen Bewegung des Körpers wird der Stiel mitgerissen, und es dadurch leicht erklärlich, dass seine Bewegungen am freien Ende grösser als am Ansatz gemessen sind.

Marburg, Oktober 1904.

(Eingegangen 4. November 1904.)

Kurze Bemerkung über Quecksilberpumpen nach dem Sprengelschen System.

(Eine Antwort an Herrn Boas).

Von Georg W. A. Kahlbaum.

In meinen „Glossen zu der selbstthätigen Quecksilberpumpe“ habe ich gesagt: „Das Anwenden mehrerer Fallrohre erscheint nicht zweckdienlich. Der Apparat wird dadurch kompliziert, ohne dass die Leistungsfähigkeit nennenswert gesteigert wird. Allerdings findet bei Pumpen mit verkürztem Fallrohr eine solche Steigerung statt; diese Pumpen bleiben aber in allen Fällen hinter denen mit langem Fallrohr zurück; sie sind also nur unter ganz bestimmten Bedingungen zu empfehlen.“[1]) Diese Verurteilung der Pumpen mit mehreren Fallröhren hat Herrn Boas, der selbst eine solche konstruiert hat, missfallen, und er quittiert nun darüber, indem er laut Bericht in dieser Zeitschrift **5**, 693, 1904 mir einige Plagiate vorwirft. Zuerst sagt er: „Solche Fallrohre (von Metall) rühren übrigens nicht von Kahlbaum, sondern, wie ich glaube von Stearn her.“

Wenn man jemandem eine Erfindung, die er sich und andre ihm zuschreiben, abschneiden will, so sollte man doch wenigstens authentische Belege dafür beibringen, und nicht nur ganz vage Behauptungen aufstellen, wie: sie rührt nicht von ihm her, sondern ich glaube von einem andern, da schmeckt man doch das: „semper aliquid haeret“ zu deutlich heraus. Thatsache ist, dass mir das Einführen eines Stahlrohres als: „Vorrichtung zur Verhinderung des Springens der Fallröhren bei Quecksilber-Luftpumpen nach dem Sprengelschen System,“ unter dem 14. Dezember 1897, also vor 7 Jahren patentiert wurde. Wäre die Erfindung von anderer Seite schon vorher bekannt gemacht worden, so wäre das Patent, bei der im kaiserlichen Patentamt üblichen rigorosen Vorprüfung, sicher nicht erteilt worden. Aber auch all die 7 Jahre ist es niemand eingefallen, mein Recht anzutasten. Nun kommt der Herr Boas, und greift mich an einer Stelle an, an der ich mich nicht verteidigen kann, in den „Verhandlungen der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte“. —

Herr Boas sagt weiter: „Zur Zeit als sich Herr Kahlbaum mit der Quecksilberpumpe zu befassen anfing, verfügte die Technik bereits über sehr zweckmässige Konstruktionen.“ — Auch hier wieder eine Behauptung ohne jeden Beweis, dabei ist sie noch, wenigstens so weit es sich um Sprengelpumpen handelt, durchaus unrichtig, ja man darf sogar sagen, dass sie es, was das „sehr zweckmässig“ betrifft, auch für Verdrängungspumpen ist.

Als ich mit diesen Arbeiten 1888 begann, besuchte Herr Boas noch zwei Jahre hindurch das Gymnasium, eigene Erfahrungen aus der Zeit stehen ihm also nicht zur Verfügung. Als mir meine automatische Pumpe 1891 patentiert wurde, hatte ich dagegen Gelegenheit, eine ganze Reihe von Glühlampenfabriken Deutsch-

1) Ann. d. Phys. **6**, 590, 1901.

lands und Österreichs zu besuchen, damals wurde, nicht in einer einzigen von diesen, nach dem Sprengelsystem gearbeitet, und so wurde es mir verhältnismässig leicht, meine Pumpe in die Technik einzuführen. Als dann wiederum fünf Jahre später 1896, also nur ein Jahr bevor mir das Stahlrohr patentiert wurde, Herr Boas seine Pumpe nach Sprengel baute, da lag die Sache anders, denn er selbst schreibt in der Zeitschrift für Instrumentenkunde Bd. 16, 1896, S. 146: „Darin ist wohl auch der Grund zu suchen, dass im allgemeinen der Töplerschen Pumpe, vor allem den Konstruktionen, welche Einrichtungen für automatischen Betrieb besitzen, der Vorzug gegeben wurde.“ —

Als ich 1888 konstruierte, „verfügte die Technik bereits über sehr zweckmässige Konstruktionen,“ 8 Jahre später, als Herr Boas baute, war genau das Gegenteil der Fall! Also auch der zweite Angriff des Herrn Boas ist nichts als eitel Redensart. Zum Schluss sagt Herr Boas: „Das, was Kahlbaum neu eingeführt, die Hebung des Quecksilbers durch intermittierende Luft und Quecksilbersäulen, rührt bekanntlich auch nicht von ihm her, sondern von L. v. Babo.“ Die Behauptung, dass dieses Hebeprinzip nicht von mir herrührt, habe ich bereits einmal, in meiner Polemik mit Rollet und Zoth, eingehend widerlegt, und nachgewiesen, dass diese Erfindung von mir völlig selbständig gemacht ist. Diese Arbeiten sind Herrn Boas bekannt, denn sie stehen in dem gleichen Band, z. T. im gleichen Heft, der Zeitschrift für Instrumentenkunde, wie seine eigene Arbeit über die Sprengelpumpe, dieser direkt folgend; konnten ihm also nicht entgehen, trotzdem ignoriert er sie. — Noch eine sachliche Bemerkung. Boas teilt mit: „Ich habe es schliesslich dahin gebracht, dass bei täglich neunstündigem Gebrauch, wobei die Pumpe dauernd höchste Verdünnungsgrade zu liefern hatte, die Fallrohre durchschnittlich 14 Tage lang hielten.“ Das macht also, einen Sonntag abgerechnet, 102 Arbeitsstunden für das Rohr. Bis dahin also will es Herr Boas gebracht haben. Krafft[1]) schätzt, im gleichen Jahre 1896, da Boas seine Pumpe erfand, die Lebensdauer eines Fallrohres auf etwa 100 Arbeitsstunden, das ist das gleiche wie die „durchschnittlich 14 Tage“ von Boas, der es also zu nichts, oder jedenfalls nicht weit gebracht hat.

Ich habe in einer Operation 610 Stunden ununterbrochen gearbeitet, und nach dieser Zeit den bisher niedrigsten, beobachteten Druck abgelesen, dann den Apparat neu beschickt und — mit demselben Fallrohr weiter gearbeitet. Ich habe es also doch wohl weiter gebracht.

1) Chem. Gesell. Ber. 29, 1316, 1896.

Basel, physikalisch-chemisches Institut der Universität. 9. November 1904.

(Eingegangen 11. November 1904.)

BESPRECHUNGEN.

Henri Poincaré, Wissenschaft und Hypothese. Autorisierte deutsche Ausgabe mit erläut. Anmerkungen von F. und L. Lindemann. gr. 8⁰. XVI u. 342 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1904. Gebunden in Leinw. M. 4,80.

Die tief eingreifende Rolle der Hypothese im ganzen Bereiche der exakten Wissenschaften wird hier mit einer des grossen französischen Mathematikers und theoretischen Physikers würdigen Präzision und Subtilität bis ins einzelne analysiert. Es bedarf keines Hinweises darauf, dass ein Werk, welches wie das vorliegende die Grundlagen wissenschaftlichen Denkens und die Fundamente wissenschaftlicher Gewissheit dem aufmerksamen Leser näher zu bringen und zu zergliedern unternimmt, den Lesern dieser Zeitschrift eine Fülle des Interessanten zu bieten vermag.

Das Werk zerfällt in einen kleineren mathematischen und einen grösseren physikalischen Teil, deren jeder zwei der vier Hauptteile umfasst. Diese sind:

1. Zahl und Grösse mit den beiden Kapiteln: „über die Natur der mathematischen Schlussweisen“ und „Die mathematische Grösse und die Erfahrung“.
2. Der Raum mit den Unterabschnitten: „Die nichteuklidische Geometrie“, „Der Raum und die Geometrie“, „Die Erfahrung und die Geometrie“.
3. Die Kraft. Hier wird in den einzelnen Kapiteln behandelt: „Die klassische Mechanik“, „Die relative und die absolute Bewegung“; „Energie und Thermodynamik“.
4. Die Natur. Als Hauptabschnitte dieses Teils treten auf: „Die Hypothesen in der Physik“; „Die Theorien der modernen Physik“, „Die Wahrscheinlichkeitsrechnung“, „Optik und Elektrizität“ und „Die Elektrodynamik“.

Zur Erleichterung des Verständnisses tragen

die fast 90 Druckseiten umfassenden „Erläuternden Anmerkungen" von F. Lindemann sehr wesentlich bei. E. Bose.

(Eingegangen 16. Oktober 1904.)

Wilhelm Förster, Lebensfragen und Lebensbilder, Sozialethische Betrachtungen. Vita, deutsches Verlagshaus. 1904. M. 4,—. Zwei Bände.

Die vorliegenden Vorträge und Aufsätze des bekannten Berliner Astronomen enthalten eine ganze Reihe von Aufsätzen, welche auch für die Leser dieser Zeitschrift ein Interesse haben dürften, welches erheblich über das allgemeine Interesse an dem grossen Gesamtgegenstande hinausgeht. Es möge hier nur kurz eine Titelaufzählung dieser für den Leser der Physikalischen Zeitschrift besonders interessanten Artikel gegeben werden:

Der mathematisch-naturwissenschaftliche Unterricht; Die Wandlungen des astronomischen Weltbildes bis zur Gegenwart; Makrokosmos und Mikrokosmos; Wie das grosse Publikum über die Wissenschaft denkt; Strenge Wissenschaft und freie Mitarbeiterschaft in der Naturforschung; Über die Befähigung des weiblichen Geschlechtes zum wissenschaftlichen Studium und Berufe; Schule und Hochschule im Lichte der neuen Lebensbedingungen, Fürst zu Hohenlohe-Schillingsfürst als Botschafter und der Pariser Meter-Vertrag vom 20. Mai 1875 u. s. w.

Dieser Hinweis wird genügen, um zu zeigen, dass hier äusserst interessante Fragen zur Behandlung kommen. E. Bose.

(Eingegangen 16. Oktober 1904.)

J. Frick, Physikalische Technik oder Anleitung zu Experimentalvorträgen, sowie zur Selbstherstellung einfacher Demonstrationsapparate. 7. vollkommen umgearbeitete und stark vermehrte Auflage, herausgegeben v. Otto Lehmann. In 2 Bänden. 1. Band, 1. Abteilung. 630 Seiten mit 2003 in den Text eingedruckten Abbildungen und einem Bildnis des Verfassers. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1904. M. 16,—.

Fricks physikalische Technik ist ein so bekanntes Werk, dass es nur der Mitteilung bedarf, dass das Erscheinen einer neuen Auflage beginnt. Diese erleidet gegen die vorige ganz wesentliche Veränderung und Erweiterung. Die vorliegende erste Abteilung des ersten Bandes behandelt die Räume eines physikalischen Instituts und deren bauliche Einrichtungen, sowie Anleitung zum Gebrauch dieser Einrichtungen. Überaus reich ist die Figurenausstattung des Werkes, enthält doch die vorliegende erste Hälfte des ersten Bandes schon weit mehr Figuren als bisher beide Bände zusammen und das will wahrlich viel heissen. Einen schönen Schmuck trägt der vorliegende Band in Gestalt des vorzüglichen Bildnisses von J. Frick.

E. Bose.

(Eingegangen 16. Oktober 1904.)

R. Abegg und W. Herz, Chemisches Praktikum. Experimentelle Einführung in präparative und analytische Arbeiten auf physikalisch-chemischer Grundlage. 2. vermehrte und verbesserte Auflage. Göttingen, Vandenhoeck & Ruprecht. 1904. M. 3,80.

In Zeit von vier Jahren ist der vorliegende Praktikumsleitfaden in erster Auflage verbraucht worden, ein Resultat, das als sehr erfreulich bezeichnet werden muss, zumal, wenn man bedenkt, dass der Einführung der physikalisch-chemischen Vorstellungen in den chemischen Anfängerunterricht eine ablehnende Haltung in weiten Kreisen der chemischen Universitätslehrer entgegenstand. Neben dem trotzdem flotten Verbrauch der ersten Auflage ist die Thatsache, dass das Werkchen schon nach der ersten Auflage zwei Übersetzungen in fremde Sprachen erfahren hat, bemerkenswert. Den Erfahrungen der Verfasser zufolge hat sich die Einführung des Begriffs der Elektroaffinität und die Schreibweise der chemischen Gleichungen als Ionenformeln durchaus bewährt. Die neue Auflage ist auf Grund zahlreicher Hinweise und der praktischen Erfahrungen beim Unterrichte mannigfach berichtigt und umgestaltet, wobei namentlich das Kapitel über theoretische Grundlagen eine erhebliche Erweiterung erfahren hat, z. B. durch das neu eingeschaltete Kapitel über Oxydation und Reduktion mit seinen bequemen Darstellungen der Oxydationswirkungen. Der zweiten Auflage wird es unter diesen Umständen wohl ebenfalls an einem raschen Absatze nicht fehlen. E. Bose.

(Eingegangen 16. Oktober 1904.)

O. Fischer, Der Gang des Menschen. V. Teil: Die Kinematik des Beinschwingens. Abhandlungen der Königl. Sächs. Gesellschaft der Wissenschaften, mathemat.-physik. Klasse, Bd. 28, 5. Heft. Lex. 8. 100 S. mit 5 Doppeltafeln und 8 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1903. M. 5,—.

Im ersten Abschnitt dieses Teiles seiner Untersuchungen wendet sich der Verfasser gegen die Behauptung H. v. Meyers, dass es einen

typischen Gang überhaupt nicht gebe und bemüht sich, auf Grund von Beobachtungen über Schrittlänge und Schrittdauer an einer grossen Zahl von Individuen, sowie durch Vergleichung seiner Chronophotographien mit denjenigen Mareys nachzuweisen, dass wenigstens bei der gewöhnlichen Art des „Wanderschrittes" Übereinstimmung der Bewegungsgesetze bei verschiedenen Individuen höchstwahrscheinlich sei.

Im zweiten Abschnitt wird untersucht, auf welche Grössen sich die kinematische Analyse der Bewegung des „schwingenden Beines" vor allem zu erstrecken habe, damit man auf Grund derselben die Untersuchung über die wirksamen Kräfte vornehmen könne: einfache, hier nicht wiederzugebende Überlegungen zeigen, dass es ausreicht zu messen: erstens die Winkelbeschleunigungen der Drehung der einzelnen Abschnitte des Beines — Oberschenkel, Unterschenkel und Fuss — während der Schwingungsbewegung des gesamten Beines, zweitens die linearen Beschleunigungen der Schwerpunkte ebenderselben drei Abschnitte des Beines: Die Berechnung der ersteren Grössen aus den grundlegenden Chronophotogrammen des Verfassers füllt den dritten, diejenige der letztgenannten den vierten Abschnitt dieses V. Teiles der Arbeit aus; sie sind durch Kurventafeln veranschaulicht, welche noch mehr Einzelheiten erkennen lassen, als in der Besprechung im Texte zu erwähnen möglich war.

Es kann hier nicht auf die einzelnen charakteristischen Einzelheiten im Verlaufe der Änderungen der Winkelgeschwindigkeiten und Linearbeschleunigungen von Oberschenkel, Unterschenkel und Fuss etwa ziffernmässig eingegangen werden; die Ergebnisse bilden die Grundlage für die Bearbeitung der Kinetik des schwingenden Beines, unter anderem für die Beantwortung der vielumstrittenen Frage, ob es sich um eine reine Pendelschwingung handelt, wie die Brüder Weber wollten, oder nicht. Siehe die Besprechung des nächsten, sechsten Teiles der Arbeit. Boruttau.

(Eingegangen 18. Oktober 1904.)

O. Fischer, Der Gang des Menschen. VI. Teil: Über den Einfluss der Schwere und der Muskeln auf die Schwingungsbewegung des Beines. Abhandlungen der Königl. Sächs. Gesellschaft der Wissenschaften, mathemat.-physik. Klasse. Bd. 28, 7. Heft. Lex. 8. 87 S. mit drei Doppeltafeln u. 7 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1904. M. 4,—.

Für jeden der drei Abschnitte des gesamten schwingenden Beines geht die Bewegung hervor aus der Wirkung dreier Drehmomente, nämlich 1. der Muskeln, 2. der Schwere, 3. der schon vorhandenen lebendigen Kraft („Effektivkräfte"). Diese Drehmomente sind hier dargestellt als Kräftepaare, von denen dasjenige der „Effektivkräfte" im ersten Abschnitt dieser Abhandlung der Übersichtlichkeit halber wieder in zwei zerlegt wird, die je aus rein horizontalen und rein vertikalen Teilkräften bestehen, die für die Phasen des Beinschwunges einzeln berechnet werden; es schliesst sich hieran als zweiter Abschnitt eine Betrachtung über Grösse und Richtung des Gelenkdruckes, der selbstverständlich gerade während der Schwingung des Beines hier besonders geringfügig ist.

Der dritte Abschnitt betrifft die Drehmomente der Schwere, welche sich aus je einer senkrecht in den Hauptpunkten des Gelenkes angreifenden Kraft und einer senkrechten Gegenkraft im proximalen Gelenk bestehend zeigen; es bleiben nunmehr nach Abzug dieser beiden, aus den Chronophotogrammen des Verfassers auf Grundlage der im V. Teil gegebenen Daten berechneten Momente diejenigen der sog. inneren Kräfte übrig; es zeigt sich alsbald, dass ihnen ein erheblicher Anteil an der Hervorbringung der Schwingungsbewegung zukommt, ja es ist dieser Anteil sogar grösser als derjenige der Schwere. Die Theorie der Brüder Weber von der reinen Pendelschwingung ist somit unrichtig.

Über die Wirkung der einzelnen Muskeln im anatomisch-physiologischen Sinne gibt das vorliegende Material keinen direkten Aufschluss, doch folgert der Verfasser mit einem gewissen Grad von Wahrscheinlichkeit, dass im ersten Drittel der Schwingungsdauer Ileopsoas, Rectus femoris und Tibialis anticus (Strecker) wirken, dann nach einer Pause von 0,04 Sek., während welcher der Tibialis nur schwach angespannt ist, die hinteren Muskelgruppen (Beuger) Glutaeus, Semitendinosus, Semimembranosus und langer Kopf des Biceps femoris in Thätigkeit treten. Im letzten Viertel der Schwingungszeit lässt der Tibialis anticus nach, der Gastroknemius kontrahiert sich und im letzten Augenblick setzt wieder der Tibialis anticus ein.

Auch hier ist der Verlauf der Veränderungen der Drehmomente in Kurventafeln zur Darstellung gebracht. — Boruttau.

(Eingegangen 18. Oktober 1904.)

Zwanglose Abhandlungen aus dem Gebiete der Elektrotherapie und Radiologie und verwandter Disziplinen der medizinischen Elektrotechnik. Herausgegeben von Dr. Hans Kurella und Professor Dr. A. v. Lutzenberger. — gr. 8. Leipzig, Johann Ambrosius Barth.

Die Firma Johann Ambrosius Barth bringt die ersten Hefte einer Serie von Monographien

auf den Markt, welche den Zweck verfolgen, den Mediziner mit den physikalischen Grundlagen der in der neueren Therapie zur Anwendung gelangenden Strahlungserscheinungen vertraut zu machen. Gegenwärtig liegen dem Ref. die zwei ersten Hefte dieser Sammlung vor.

Heft 1: **J. Stark, Das Wesen der Kathoden- und Röntgenstrahlen.** 29 S. 1904. M. 0,80.

Der auf diesem Spezialgebiet wohlbekannte Verfasser hat in diesem Schriftchen — welches als „Sonderabdruck aus der Zeitschrift für Elektrotherapie und die physikalischen Heilmethoden, herausgegeben von Dr. Hans Kurella in Breslau" erscheint — die heute gültigen Anschauungen über das Wesen dieser Strahlungsarten in klarer Weise niedergelegt. Wenn die Arbeit auch in erster Linie für den Mediziner berechnet ist, so dürfte sie doch auch für weitere Kreise, sofern sie nicht ohne jegliche naturwissenschaftliche Vorbildung sind, von grossem Interesse sein und von ihnen mit Vorteil gelesen werden. — Leider sind einige Druckfehler bei der Korrektur übersehen worden, und auf Seite 12 oben ist, vermutlich infolge Umbrechens des Satzes, eine arge und bedauerliche Verwirrung entstanden. — Jedenfalls ist diese Veröffentlichung mit Freuden zu begrüssen und bedarf es keiner weiteren Anpreisung derselben.

Heft 2: **F. Frankenhäuser, Die Wärmestrahlung, ihre Gesetze und ihre Wirkungen.** 50 S. 1904. M. 1,20.

So dankenswert die Absicht ist, eine leicht fassliche Monographie über die Wärmestrahlung zu veröffentlichen, so wenig vermag die vorliegende Arbeit auch noch so bescheidenen Ansprüchen seitens des Physikers zu genügen. Referent bemerkt zuvor, dass der letzte Abschnitt der Arbeit, dessen Gegenstand die Wirkungen der Wärmestrahlung auf den menschlichen Organismus bilden, sich naturgemäss seiner Beurteilung entzieht. Der Inhalt der beiden ersten Abschnitte enthält aber derartige Ungeheuerlichkeiten, dass das gefällte Urteil nicht unberechtigt erscheinen dürfte. Wie will z. B. Verf. den Satz (S. 9) verteidigen: „Ebenso bietet die Drehung der Strahlen um ihre Achse (Torsion), welche sie in manchen Substanzen erleiden (z. B. in Traubenzucker die Lichtstrahlen), ein nur theoretisches Interesse." Es ist doch wohl kaum angängig, der Saccharimetrie ein nur theoretisches Interesse zuzugestehen. — Unerklärlich ist dem Ref. auch, weshalb Verf. an einer Stelle (S. 28) Fahrenheitgrade anführt, an einer anderen (S. 15) von einer absoluten Temperatur von 1^0 C. (sic!) spricht. — Etwas eigenartig mutet auch die Beschreibung der Thermosäule (S. 27 u. 28) an: „Der Apparat besteht aus einer thermoelektrischen Säule ...." — Wenn Verf. (S. 30) behauptet, dass die Thermosäule durch das Bolometer nach Svanberg und Langley jetzt fast vollständig verdrängt sei, so scheint ihm die lineare Thermosäule nach Rubens unbekannt zu sein. — Die (S. 33) gemachten Angaben über die Diathermansie des Alkohols entsprechen auch nicht den Resultaten, welche u. a. von W. H. Julius, Ransohoff, Puccianti ermittelt worden sind. — Schliesslich wäre noch auf die ausserordentlich grosse Zahl von Druckfehlern in der Arbeit aufmerksam zu machen. — Wenn das Heft seinen Zweck erfüllen soll, so müsste es zuvor einer gründlichen Umarbeitung unterzogen werden.

Max Iklé.

(Eingegangen 24. Oktober 1904.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Dem Privatdozenten für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule zu Darmstadt, Ingenieur Clarence Feldmann, ist der Charakter als Professor verliehen worden.

Als Dozent für elektrotechnische Messkunde an der Technischen Hochschule zu Danzig wurde Dr. Konrad Simons ernannt.

An der technischen Hochschule zu Karlsruhe wurden folgende Lehraufträge erteilt:
dem Privatdozenten Ingenieur Karl Joh. Kriemler für Vorlesungen über Steinbauten, Holzbauten und Eisenbetonbau,
dem Privatdozenten Dr. Walter Ludwig für Projektionslehre nebst den zugehörigen Übungen,
dem Privatdozenten Ingenieur J. L. la Cour für elektrische Licht- und Kraftanlagen,
dem Regierungsbaumeister bei der Generaldirektion der Staatseisenbahnen in Karlsruhe zu einer Vorlesung über Signalwesen und Signalanlagen.

Professor Dr. W. Nernst, Direktor des Instituts für physikalische Chemie und Elektrochemie in Göttingen wird dem an ihn ergangenen Rufe als Nachfolger von Geh. Rat Professor Dr. Landolt nach Berlin Folge leisten.

An der Universität Heidelberg habilitierte sich Dr. Hartwig Franzen als Privatdozent für Chemie.

Professor Arrhenius hat den an ihn ergangenen Ruf an die Universität Berlin abgelehnt. Die schwedische Akademie der Wissenschaften hat beschlossen, ein Nobel-Institut für physikalische Chemie mit Professor Arrhenius als Direktor einzurichten, um diesen der Stockholmer Universität zu erhalten.

Kepler-Wurm-Stiftung. Zu einem Stipendium für deutsche Studierende der Mathematik und Astronomie sind der Tübinger Universität aus der aufgelösten Witwenkasse des ehemaligen akademischen Gymnasiums in Hamburg kürzlich etwa 6000 Mark zu einer Kepler-Wurm-Stiftung zugewiesen worden. Der Stifter ist der im Jahre 1859 verstorbene Professor Dr. Wurm in Hamburg. Die Verwendung der Erträgnisse soll so lange aufgehoben sein, bis das Vermögen 20000 Mk. beträgt.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.